

Série A, N° 3.428

N° d'ordre : 4.300

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

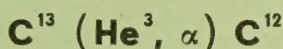
LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN SCHMOUKER

1^{re} THÈSE :

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA RÉACTION :



ENTRE 1 ET 2 Mev.

2^e THÈSE :

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 18 FEV 1960 devant la Commission d'examen

M. MORAND, Président

MM. TEILLAC
JEAN } Examineurs

PARIS

IMPRIMERIE R. FOULON

29, RUE DEPARCIEUX, 29

1960

Série A, N° 3.428

N° d'ordre : 4.300

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

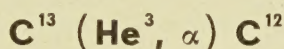
LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JEAN SCHMOUKER

1^{re} THÈSE :

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA RÉACTION :



ENTRE 1 ET 2 Mev.

2^e THÈSE :

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 8 FEV 1960 devant la Commission d'examen

M. MORAND, Président

MM. TEILLAC
JEAN } Examineurs

PARIS

IMPRIMERIE R. FOULON

29, RUE DEPARCIEUX, 29

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Dogen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure	GALLIEN	T	Embryologie
DE BROGLIE	T	Théories physiques	EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.)
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.)
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications	Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée	THELLIER	T	Physique du Globe
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique	L'HÉRITIER	T	Génétique
PLANTEFOL	T	Botanique	GRIVET	T	Radioélectricité
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés	PONCIN	T	Mécanique générale
PRÉVOST	T	Chimie organique	DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des nombres
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie	QUELET	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
WYART	T	Minéralogie	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
TEISSIER	T	Zoologie	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée
MANGENOT	T	Biologie végétale	JUNG	T	Pétrographie
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité	TRILLAT	T	Microscopie et Diffraction électronique
MONNIER	T	Physiologie générale	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale
PIVETEAU	T	Paléontologie	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)	VASSY	T	Physique de l'atmosphère
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)	DESTOUCHES	T	Théories physiques
LAFFITTE	T	Chimie générale	M. PRUVOST	T	Géologie
FAVARD	T	Géométrie supérieure	AMIEL	T	Chimie générale
COULOMB	T	Physique du Globe	HOCART	T	Minéralogie
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.)	J.-P. MATHIEU	T	Physique (option) (Orsay)
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
P. DRACH	T	Zoologie	MAY	T	Zoologie (Orsay)
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
EPHRISSI	T	Génétique	FELDMANN	T	Biologie végétale marine
WURMSER	T	Biologie physico-chimique	GUINIER	T	Physique des solides
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N., Orsay)	JOST	T	Physiologie comparée
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	FORTET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique
LUCAS	T	Recherches physiques	SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et Intégr.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire	CHOUARD	T	Physiologie végétale
ARNULF	T	Optique appliquée	MALAVARD	T	Aviation
M. MORAND	T	Enseignement de Physique	BRELOT	T	Calcul différentiel
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)	NORMANT	T	Synthèse organique
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides	BÉNARD	T	Chimie minérale
DANJON	T	Astronomie	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
PETIT	T	Biologie maritime	DUGUE	T	Statistiques mathématiques
QUÉNEY	T	Météorologie et Dynamique atmosphérique	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.)
			SOULAIRAC	T	Psychophysiologie

ULRICH	T	Physiologie végétale	BUSER	Physiologie comparée
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée	CAMUS	Physiologie végétale (3 ^e cycle)
KIRRMANN	T	Théories chimiques	CASTAING	Physique générale
CHADEFAUD	T	Botanique	CURIEN	Minéralogie et Cristallographie
DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.)	MOYSE	Physiologie végétale (Orsay)
Mlle LE BRETON ..	T	Physiologie générale	PANNETIER	Chimie (S.P.C.N.)
SALEM	T	Mathématiques générales	POSSOMPES	Zoologie
LELONG	T	Mathématiques générales	PULLMANN	Chimie théorique
DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées	TEILLAC	Physique nucléaire et Radioactivité
EHRESMANN	T	Topologie algébrique	TONNELAT	Biologie physico-chimique
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.)	VILLE	T Econométrie
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique	WILLEMART	Chimie (P.C.B.)
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.)	DODÉ	T Chimie (S.P.C.N., Orsay)
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique	FREYMANN	T Physique générale
E. ROCH	T	Géologie	GUINOCHE	T Biologie végétale (Orsay)
SCHATZMANN ..		Astrophysique	ROLLET	T Chimie (P.C.B.)
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique	Mlle JOSIEN	T Chimie (P.C.B.)
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
LENNUIER		Physique (M.G.P.)	ARNOULT	T Electronique
RIZET		Génétique	CHAPELLE	T Physique (M.P.C., Orsay)
ROUTHIER		Géologie appliquée	DELANGE	T Mathématiques (Orsay)
Mme TONNELAT ..	T	Relativité	DENY	T Mathématiques (M.G.P.)
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)	GERMAIN	T Mécanique théoriques des fluides
SOUCHAY	T	Chimie générale	G. LUCAS	T Géologie
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale	ALLARD	Chimie physique
BRUSSET		Chimie minérale	BERTHELOT	Physique nucléaire et Radioactivité
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies	BRICARD	Météorologie et physique de l'atmosphère
Mme CHAIX ..		Chimie biologique	Mme ALBE- FESSARD	Psychophysiologie
Mme HUREL-PY.		Biologie végétale (P.C.B.)	FRIEDEL	Physique des solides
PIAUX		Chimie (M.P.C.)	M. JULIA	Etude des molécules organiques complexes
BRUN		Mécanique expérimentale des fluides	LENDER	Biologie animale (S.P.C.N., Orsay)
LEDERER	T	Chimie biologique	MAGAT	Physicochimie des rayonnements
Mme DUBREIL ..	T	Mathématiques	Mlle QUINTIN ..	Electrochimie
Mme LELONG ..	T	Mathématiques (E.N.S.)	MONOT	T Chimie du métabolisme
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)	BENOIT	T Physiologie animale
COTTE	T	Physique (Orsay)	DE POSSEL	T Analyse numérique
J.-E. DUBOIS ...	T	Chimie organique	CHARLOT	T Chimie analytique
LAMOTTE		Zoologie (E.N.S.)	HAÏSSINSKY	T Radiochimie
André MICHEL ..	T	Chimie (S.P.C.N.)		
OLMER	T	Energétique générale		
ROUAULT	T	Physique générale		
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée		
BARCHEWITZ ...		Chimie physique		
BROSSEL		Physique atomique		

Secrétaire général C. MONIER

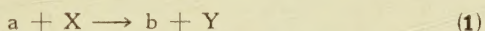


Digitized by the Internet Archive
in 2026

INTRODUCTION

Depuis quelques années, la théorie de l'interaction directe a été appliquée avec succès à l'étude de certaines réactions nucléaires. Les résultats les plus spectaculaires ont été obtenus dans l'analyse des distributions angulaires des réactions de « stripping » ou de « pick-up ». Cette méthode, fondée sur des bases particulièrement simples, s'est montrée un puissant moyen d'investigation en spectroscopie nucléaire. Rappelons rapidement les raisons de ce succès.

Considérons un noyau « a » passant au voisinage d'un noyau « X » et interagissant avec lui pour donner deux autres noyaux « b » et « Y »



On dit qu'il y a réaction de « stripping » s'il y a cassure du noyau « a », une partie « c » étant capturée par le noyau « X » pour donner « Y » et l'autre, « b », passant assez loin de « X » ou « Y » pour n'interagir que très faiblement avec eux.

La plus simple et la plus connue est la réaction de « stripping » du deutéron (d,n) ou (d,p) où ce noyau se casse en un neutron et un proton. L'une de ces particules est captée par le noyau cible ; l'autre n'interagit pas ou très peu.

Le processus de « pick-up » est inverse.

Considérons la réaction (1) dans l'autre sens.

Un noyau « b » passé à une certaine distance d'un noyau « Y ». A ce moment, une particule du noyau « Y » a pénétré assez loin à travers la barrière de potentiel pour interagir avec « b » et être « cueillie » par lui pour former le noyau « a ».

Les réactions (p, d), (d, He³) ou (He³, α) peuvent entrer dans cette catégorie.

Ces deux sortes de réactions sont d'un très grand intérêt dans l'étude de la spectroscopie nucléaire. Ce sont, en effet, des « réactions directes », le passage de l'état initial à l'état final se fait sans passer par la formation d'un noyau composé intermédiaire.

Les considérations théoriques n'auront donc qu'à tenir compte de l'état initial et de l'état final, évitant ainsi la complication d'une étape intermédiaire.

Comme l'a montré BUTLER (Butler 57), les valeurs que peut prendre « l_e », moment angulaire orbital de la particule « c » capturée par le noyau « X », sont étroitement limitées. La distribution angulaire avec laquelle est émise la particule sortante « b », dépend de la valeur de l_e .

Dans le cas où $l_e = 0$, par exemple, la distribution angulaire des particules sortantes montre un maximum important vers l'avant.

Lorsque l_e est plus grand que zéro, l'angle de diffusion doit augmenter pour que la réaction puisse se produire. Il y aura un maximum pour un angle proportionnel à l_e . Si l_e augmente encore, ce maximum se déplacera vers les plus grands angles mais diminuera en hauteur rapidement.

De très nombreuses expériences ont déjà permis de connaître les spins et les parités de bien des niveaux lorsque de telles réactions se produisent. La position d'un maximum dans la distribution angulaire donne la valeur de l_e qui détermine la parité du niveau dans lequel se trouve le noyau final « Y » (celle du noyau initial étant connue) et fournit des informations pour déterminer le spin de l'état final.

Mais il n'y a jamais uniquement réaction de stripping. Il se peut, par exemple, que pour un deuton, les deux particules à la fois interagissent avec le noyau « X » et forment avec lui un noyau composé. Le stripping n'est qu'une des voies possibles d'une réaction donnée, voie qui peut parfois devenir prépondérante. De plus, l'image simple que nous venons de donner implique des approximations importantes. Nous avons négligé les interactions coulombiennes ainsi que les diffusions nucléaires, élastiques ou inélastiques, des particules incidentes et sortantes avec le noyau cible. La répulsion coulombienne a pour effet d'élargir et de déplacer les maxima de la distribution angulaire vers les plus grands angles. La correction due aux effets nucléaires s'oppose, par contre, à ces déplacements.

Néanmoins, les succès spectaculaires obtenus dans l'investigation des noyaux par l'interprétation des réactions de stripping, sont dus aux expériences dans lesquelles le choix des conditions rendait prépondérant le mécanisme de « stripping », notamment parce qu'on communiquait au noyau incident une énergie cinétique suffisamment élevée. De même, l'interprétation devient beaucoup plus compliquée au fur et à mesure que le noyau incident contient plus de nucléons. BUTLER, dans son livre, arrête son étude aux tritons et à l'Hélium 3.

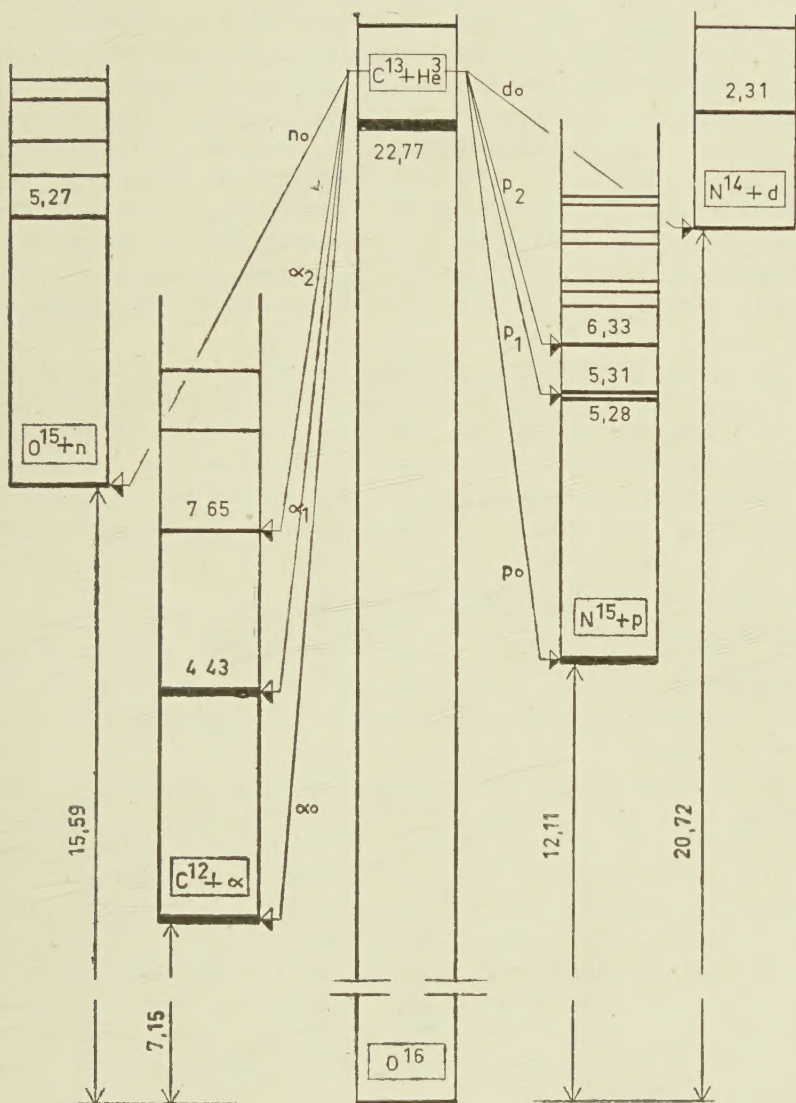


FIGURE 1
Schéma de la réaction $C^{13} + He^3$

Maintenant que la plupart des expériences simples et évidentes ont été réalisées dans ce domaine, il nous semble intéressant de poursuivre des recherches expérimentales sur les réactions induites par des noyaux légers, même avec des noyaux plus complexes et une énergie cinétique inférieure à la barrière de potentiel. Les résultats obtenus seront moins spectaculaires car le « stripping », ou le « pick-up », ne sera pas pur, mais il sera intéressant de voir l'importance de sa contribution et d'évaluer les déformations produites par d'autres interactions. N'est-ce d'ailleurs pas le rôle de l'expérimentateur de poursuivre ses mesures et d'améliorer la précision des résultats même si les calculs théoriques ne peuvent encore en donner une explication suffisamment satisfaisante ?

Les réactions (He^3, α) ont encore été peu étudiées, essentiellement à cause du prix élevé du gaz Hélium 3. Ce sont cependant des réactions intéressantes, car, si le processus de pick-up est prédominant, la mesure des sections efficaces et des distributions angulaires peut fournir des renseignements sur des niveaux excités qu'on ne peut atteindre par d'autres réactions. Un but de recherche, plus modeste, consistera d'abord par voir quelle est la contribution due au « pick-up », si elle existe d'ailleurs.

Il nous a paru intéressant d'étudier une réaction (He^3, α) avec un noyau cible qui possède un neutron faiblement lié, suivant l'image du modèle en couches, par exemple le Carbone 13 ou l'Oxygène 17. Nous nous sommes arrêtés au Carbone 13 pour les raisons que nous allons développer.

Sur la *figure 1*, nous avons porté le schéma des diverses voies possibles de la réaction $\text{C}^{13} + \text{He}^3$. Nous discuterons au Chapitre V, consacré à la détection des particules secondaires, le détail de chacune de ces interactions. Notons seulement ici que celle qui nous intéresse : $\text{C}^{13} (\text{He}^3, \alpha)$ conduit au noyau C^{12} . Ce dernier est bien connu et son premier niveau excité se trouve à 4,43 MeV au-dessus de l'état fondamental. Donc, dans la spectroscopie des particules secondaires que nous serons obligés de faire, les deux groupes de particules α qui conduisent à l'état fondamental (nous l'appellerons le groupe α_0) et au premier niveau excité (le groupe α_1) seront largement séparés.

De plus, lors de la réaction possible $\text{C}^{13} + \text{He}^3 \rightarrow \text{N}^{15} + p$, même les protons qui conduisent à l'état fondamental de l'azote 15 sont nettement moins énergiques que les α_0 . Ceci facilitera la différenciation des particules émises par la cible lors du bombardement du C^{13} par les ions He^3 .

Une publication parue au moment du choix de notre travail apportait pour la première fois deux mesures de distributions angulaires

de la réaction $C^{13}(\text{He}^3, \alpha)$, l'une à 2 MeV, l'autre à 4,5 MeV (HOLMGREN, 1957), sans pouvoir conclure à une réaction typique de « pick-up ». Il était intéressant, puisque l'énergie maximum de VAN DE GRAAFF de l'Ecole Polytechnique est de 2 MeV, d'explorer la région entre 0,5 et 2 MeV pour observer la variation de la section efficace et la forme de la distribution angulaire des α , en utilisant, de plus, une technique de détection différente.

Nous allons, dans les chapitres suivants, rendre compte des travaux effectués pour mener à bien ce programme d'expérience. Trois chapitres seront consacrés aux différents appareillages nécessaires à l'expérience :

— Dans le chapitre I, nous rappellerons les performances de l'accélérateur et comment nous avons pu mesurer sa résolution, sa fidélité et sa courbe d'étalonnage.

— Le chapitre II traitera de la boîte à la cible pour mesure de la distribution angulaire.

— Au chapitre III seront évoqués les problèmes de la détection et de la spectroscopie des particules secondaires par un cristal d'Iodure de Césium. Nous rendrons compte à ce propos d'un travail original sur la réponse en amplitude d'un tel cristal et sur la résolution qu'on peut en attendre.

— Dans le chapitre IV, nous rapporterons les résultats expérimentaux obtenus dans l'étude de la réaction $C^{13}(\text{He}^3, \alpha)$ et nous les discuterons.

— Enfin, le chapitre V fera le point des considérations théoriques actuelles et les confrontera avec l'expérience.

CHAPITRE I

PERFORMANCES DE L'ACCELERATEUR "VAN DE GRAAFF"

Nous disposons à l'Ecole Polytechnique d'un accélérateur électrostatique type « Van de Graaff » dont l'énergie maximum est de 2 MeV.

L'accélérateur proprement dit est d'origine américaine (H.V.E.C.) et ne possédait ni stabilisation, ni déflexion. Monsieur BARJON et moi-même avons passé plusieurs années à améliorer la machine. Les perfectionnements apportés (source haute fréquence, déflecteurs électrostatique et magnétique, stabilisation Corona) furent décrits par Monsieur BARJON dans sa thèse (BARJON, 1958) et nous n'y reviendrons pas. Nous voulons seulement indiquer quelles sont les performances actuelles de la machine et comment nous avons pu les mesurer.

I. — DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

a) ACCELERATEUR ET DEFLECTION

L'accélérateur, du type vertical, occupe la partie supérieure de l'installation. Les ions positifs formés dans la source haute-fréquence sont accélérés vers le bas. S'il n'y avait ni déflexion ni stabilisation, les fluctuations en énergie seraient de quelques pour cent.

Le rôle du déflecteur est de sélectionner les particules qui ont l'énergie désirée. Il est de type électrostatique et donne une excellente résolution grâce à la précision mécanique particulièrement soignée et à la stabilité de l'alimentation haute tension des électrodes déflectrices. Voici quelques-unes de ses caractéristiques :

— Angle de déflexion :	63°38'
— Rayon de courbure :	80 $\pm$ 0,01 cm
— Entrefer :	10 $\pm$ 0,01 mm
— Tension nécessaire pour dévier des protons de 2 MeV :	$\pm$ 25 kV
— Résolution en énergie :	1.000

Pour une énergie et un rayon de courbure donnés, le champ électrique est fonction de la charge et non de la masse de la particule. Les ions de masse quelconque, pourvu qu'ils aient la même énergie et soient ionisés une fois, sortiront également du déflecteur électrostatique.

Pour séparer des ions qui ont la même énergie mais des masses différentes, il nous a fallu adjoindre un déflecteur magnétique.

Cette déflexion n'a plus besoin de haute précision. C'est un petit électro-aimant capable de dévier de 8° des tritons de 2 MeV. La forme des pièces polaires assure une focalisation dans le plan horizontal.

b) STABILISATION

Le courant de charge de la courroie est d'abord stabilisé électriquement, ce qui ramène déjà à 1 % les fluctuations en tension.

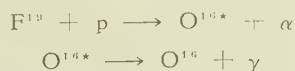
La stabilisation de précision utilise le déflecteur électrostatique. Le signal de variation est pris sur les lèvres de sortie. En effet, toute variation d'énergie modifiera le rayon de courbure de la trajectoire et le faisceau viendra frapper l'une ou l'autre des lèvres, donnant naissance à un léger courant (quelques microampères). En face de l'électrode supérieure du « Van de Graaff », se trouvent des pointes qui, par effet Corona, provoquent le passage d'un courant d'effluve. La stabilisation agit sur la tension des pointes, ce qui a pour effet d'augmenter ou de réduire le courant d'effluve et, par voie de conséquence, de corriger automatiquement la tension de l'accélérateur.

Tout ceci repose sur la constance de la tension des électrodes du déflecteur. Elle est soigneusement stabilisée et une méthode d'opposition permet une lecture à mieux de $1/1.000^\circ$.

II. — FIDÉLITÉ ET RÉOLUTION EN ÉNERGIE

Pour tester l'ensemble de l'installation, il nous a paru bon d'y inclure le système de comptage des particules secondaires.

Nous avons choisi pour cela une réaction bien connue, dont nous serons amenés à parler plusieurs fois par la suite. Il s'agit de la réaction :



La section efficace présente de nombreuses et importantes résonances γ qui sont bien connues. La fabrication de cible sous forme

de fluorure de lithium ne présente pas de difficulté importante. La détection des γ est particulièrement simple : un cristal scintillant et un photomultiplicateur.

Les impulsions sortant du photomultiplicateur sont envoyées, après amplification, dans un discriminateur d'amplitudes à seuil, puis dans une simple échelle de comptage.

a) MESURE DE LA FIDELITE

Nous voulons savoir si, dans le temps, nos mesures sont bien reproductibles. Il faut donc savoir si l'énergie reste bien stable.

Nous avons, pour cela, répété 50 fois la même mesure, c'est-à-dire que, sans changer l'énergie du « Van de Graaff », du moins à l'échelle de nos appareils de lecture, nous avons compté chaque fois le nombre de γ détectés dans le scintillateur pour le même nombre de micro-Coulombs. Nous avons choisi une énergie « critique » en nous plaçant à mi-hauteur d'une résonance particulièrement nette (le pic de 1.375 KeV, *fig. 2*), de telle manière que le moindre déplacement en énergie provoque une forte variation du comptage.

L'histogramme des comptages se trouve sur la même *figure 2*. En Supposant une répartition Gaussienne, l'écart quadratique moyen sur le nombre de coups (840 coups), compte tenu de la statistique du comptage, indique la fluctuation correspondante de l'énergie (0.42 KeV). Ceci donne une fidélité de 0.3 % et, lorsqu'on désire faire varier l'énergie des particules accélérées, on pourra le faire valablement par des déplacements de 0.5 KeV.

b) MESURE DE LA RESOLUTION

Le « Van de Graaff » peut être stable et fidèle, c'est-à-dire donner toujours la même valeur moyenne pour un grand nombre de mesures, mais l'énergie peut varier plus ou moins autour de ce point, tout en donnant toujours la même valeur moyenne.

La mesure de cette dispersion est de toute première importance car elle donne la résolution de la machine. Cela peut se faire en mesurant la largeur d'un pic de résonance. En effet, celle-ci dépend de trois paramètres : la largeur propre du niveau, l'épaisseur de la cible, la dispersion en énergie des protons incidents.

Pour une telle étude, la résonance de 1.090 keV de la réaction $F^{19}(p, \gamma)$ est tout indiquée à cause de sa grande finesse : la largeur propre du niveau est de 0.75 keV (HUNT, 1955).

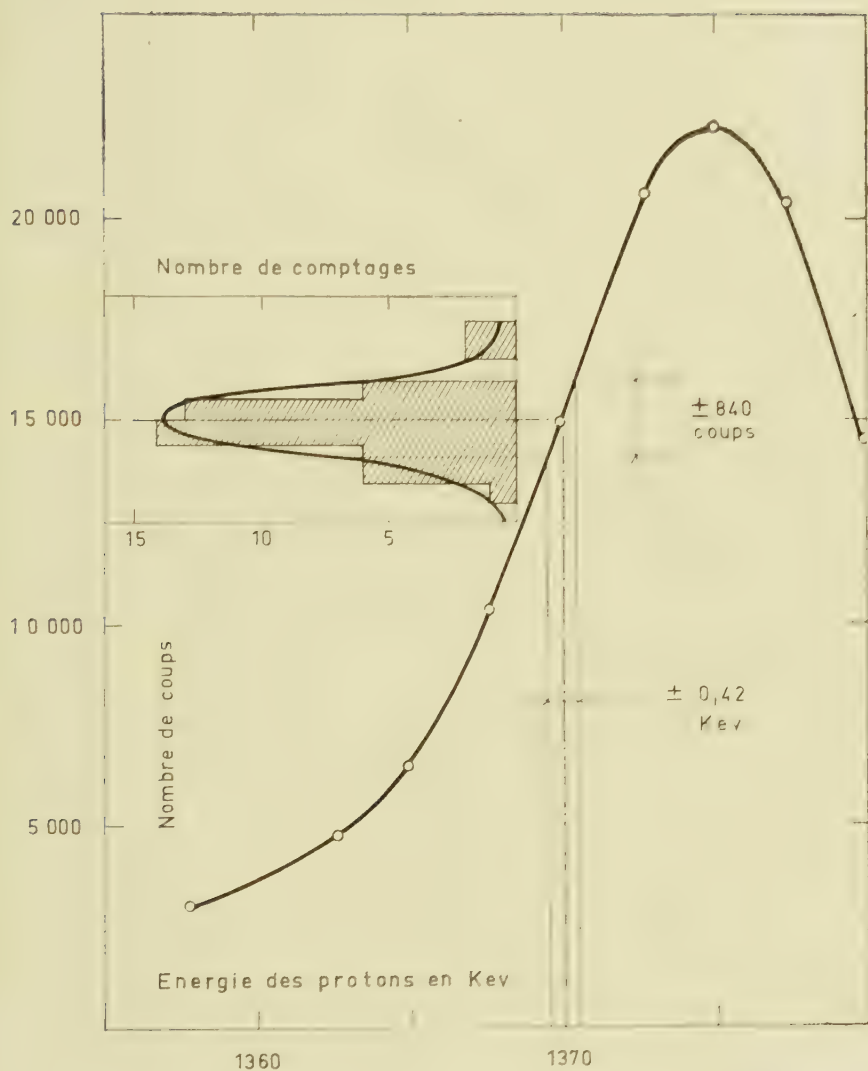


FIGURE 2

Etude de la fidélité du Van de Graaff
(résonance γ de 1375 KeV de la réaction $P^{19} + p$)

Il reste deux quantités à connaître : la dispersion en énergie et l'épaisseur de la cible. On peut aisément connaître l'une et l'autre, en effectuant deux séries de mesures de cette résonance : l'une avec la cible de fluor placée normalement à la direction du faisceau, l'autre avec la cible inclinée à 45° , de telle sorte que son épaisseur soit égale à racine de deux fois la précédente, en supposant que la cible a une épaisseur constante. Nous avons bien constaté que la largeur du pic est augmentée dans le second cas et nous avons trouvé une résolution de 780 avec une fente de 0,5 mm, en bon accord avec la résolution annoncée par Monsieur BARJON dans sa thèse (800).

L'épaisseur de cible était de 2,14 keV pour cette énergie.

III. — ÉTALONNAGE EN ÉNERGIE

Notre déflecteur électrostatique n'est malheureusement pas un appareil absolu. L'excellente précision mécanique des électrodes défléctrices le permettrait, mais il faudrait en plus posséder une chaîne de résistances étalons de 80 mégohms que nous n'avons pas.

Il nous faut donc étalonner la machine en énergie par comparaison avec des expériences bien connues.

La providentielle réaction $F^{19} + p$ est encore tout indiquée. Le Docteur HUNT, à Aldermaston, qui possède un déflecteur absolu, a repéré avec une très grande précision les énergies des diverses résonances γ de cette réaction (HUNT, 1955).

Il s'agit là d'un très gros travail de patience. Il faut parcourir une plage de plusieurs centaines de keV par tout petits bonds, en comptant chaque fois le nombre de γ .

Il faut multiplier les recoupements pour vérifier la reproductibilité des mesures.

La *figure 3* reproduit la courbe d'excitation obtenue. En abscisses, figurent les énergies des protons incidents. En ordonnées, le nombre des γ mesurés à chaque énergie pour un nombre de microcoulombs fixé. C'est donc une grandeur proportionnelle à la section efficace de la réaction.

Nous avons porté en haut la courbe obtenue par HUNT et à l'au-dessous nos propres résultats. La concordance en énergie n'est jamais en défaut. Nous avons ainsi une bonne échelle d'étalonnage grâce à toutes ces résonances entre 1 et 2 MeV.

Les rapports des hauteurs entre différents pics ne sont pas toujours parfaitement conservés. Cela est dû sans doute au mode de

SECTION EFFICACE (Unité arbitraire)



FIGURE 3
Courbe d'excitation de la réaction $F^{19}(p, \gamma)$

détection des γ . Le spectre γ provenant de la desexcitation de l' O^{16} est complexe et peut changer à chaque résonance.

HUNT utilisait un compteur Geiger et nous avions un cristal d'iodure de sodium et un photomultiplicateur. Notre discrimination n'était donc pas la même.

IV. — ADAPTATION DE LA MACHINE A L'ACCÉLÉRATION D'IONS He^+

L'ionisation du gaz Hélium 3 ne soulève que des difficultés technologiques. Le gaz doit être très pur car le potentiel nécessaire pour arracher le premier électron est élevé (24.46 volts) et les impuretés seront ionisées de préférence. La seule contamination était une très légère quantité de Tritium inférieure à une partie par million.

L'arrivée du gaz dans la source d'ions haute fréquence se fait par un robinet électrique à pointeau, mis au point par les services de M. PRUGNE du C.E.N., qui permet un réglage de débit de quelques centimètres cubes par heure.

Le déflecteur électrostatique dévie les ions He^+ une fois ionisés. Un petit déflecteur magnétique assure une sélection des ions de masse 3 (He^3 et aussi malheureusement tritons).

Le faisceau analysé pouvait être, dans de bonnes conditions, de 5 micro-ampères. L'emploi de diaphragmes de 1 mm² le ramenait entre 1 et 2 micro-ampères.

CHAPITRE II

LE PORTE-CIBLE POUR MESURE DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Les mesures de section efficace différentielle d'une réaction devraient se faire de 0 à 180°. Il est impossible matériellement d'atteindre l'angle de 180° et l'encombrement de l'appareil de détection limite souvent les observations à 145° ou 150°. Nous avons réalisé une boîte à cibles qui permet d'effectuer des mesures de 15° à 165°.

I. — DESCRIPTION DE LA BOÎTE A CIBLES

Nous avons cherché à réaliser un appareil simple d'une grande souplesse d'emploi, mais cependant précis. La rapidité des mesures exige que les déplacements du détecteur autour de la cible se fassent sans perte de temps, donc en conservant le vide moléculaire à l'intérieur de l'enceinte. Plusieurs expérimentateurs ont réalisé dans ce but des boîtes à cibles tournantes munies d'un roulement à billes qui permet à la partie mobile de pivoter autour de la partie fixe en écrasant légèrement un joint torique qui assure l'étanchéité.

Ceci nous a paru compliqué et nous avons pu nous passer de roulement en diminuant le diamètre de la boîte. La force totale exercée par la pression atmosphérique est donc plus faible et le joint torique est écrasé jusqu'à ce que les pièces métalliques viennent au contact. Celles-ci sont bien polies et, avec un joint bien graissé, la rotation se fait aisément.

Le schéma de l'appareil se trouve à la *figure 4*. La partie inférieure *I* est fixe. Le couvercle *II* qui supporte le détecteur est mobile.

L'arrivée du faisceau se fait en *A*. La cible, située au centre géométrique de la boîte, se trouve en *B*.

Elle est montée sur un axe mobile *C* en plexiglass traversé par une tige *D* en laiton. La cible est donc isolée du boîtier, mais les charges électriques peuvent s'écouler vers l'intégrateur par le moyen de cette tige *D*.

Le mouvement de rotation qu'on peut imprimer à l'axe *C* au moyen du bouton moleté *E*, permet de présenter au faisceau soit la cible *B*, soit un disque de quartz *F* qui bleuit sous l'impact des ions. On peut ainsi vérifier le centrage du faisceau en regardant à travers le hublot *G* en plexiglass.

La sortie *J* est prévue pour placer éventuellement une cage de Faraday lorsqu'on travaille en cible gazeuse. En *K* vient se fixer un compteur fixe qui sert de référence.

L'étanchéité au vide entre le couvercle mobile *II* et le boîtier *I* est assurée par le joint torique *L*. L'embrèvement *M* permet de ramener à quelques centièmes de millimètre le jeu relatif des deux pièces. Le détecteur mobile, qui mesure le rendement de la réaction à différents angles, vient se fixer en *N*. L'angle solide sous lequel la cible est vue du détecteur, est défini par deux diaphragmes placés à l'intérieur du tube. Un troisième diaphragme intermédiaire arrête les particules qui, entrées sous une incidence trop grande, ont été diffusées par la paroi du tube.

Nous avons soigné particulièrement la collimation du faisceau. Il est capital que l'impact des particules chargées se produise toujours au même endroit et sur une surface réduite. En effet, on n'est jamais sûr de l'homogénéité des cibles et, si l'angle solide d'observation est faible, ce qui est souhaitable pour des mesures fines, il faut pouvoir assimiler la cible bombardée à un point. Le faisceau, avant d'atteindre le porte-cible, doit traverser un tube de 20 cm de long, dans lequel se trouvent quatre diaphragmes dont l'ouverture circulaire est seulement de 1,5 mm de diamètre.

Entre ce tube et le porte-cible se trouve une bride en plexiglass qui les isole électriquement. Si on relie le boîtier du porte-cible à la masse, le courant cible mesuré est la somme du courant d'ions reçus par la cible et du courant d'électrons secondaires arrachés.

Si on relie électriquement la cible et le boîtier en les isolant de la masse, on lit le courant dû uniquement aux ions car l'ensemble constitue une cage de Faraday.

Il s'est avéré que la première méthode donne des résultats plus reproductibles, sans doute parce que, dans le second cas, des protons peuvent être diffusés par les bords du diaphragme le plus rapproché du porte-cible. Les protons n'atteignent pas la cible mais le boîtier

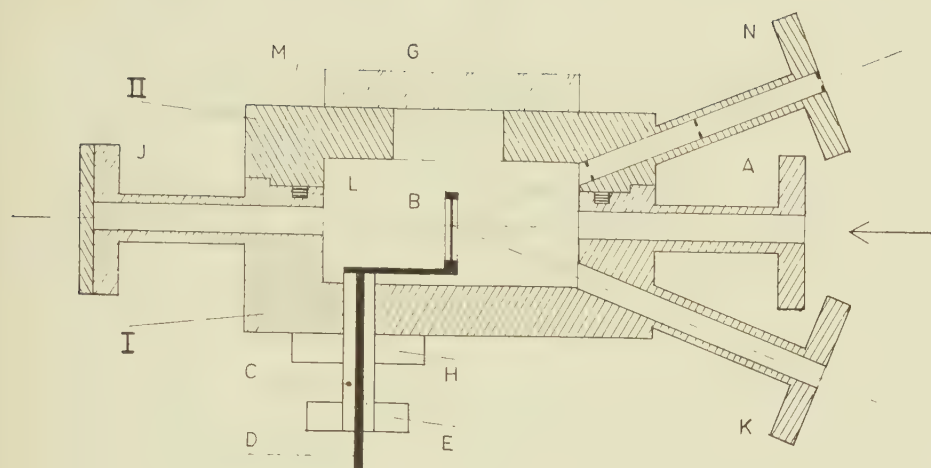


FIGURE 4

Schéma de la boîte à cibles
pour mesures de distributions angulaires

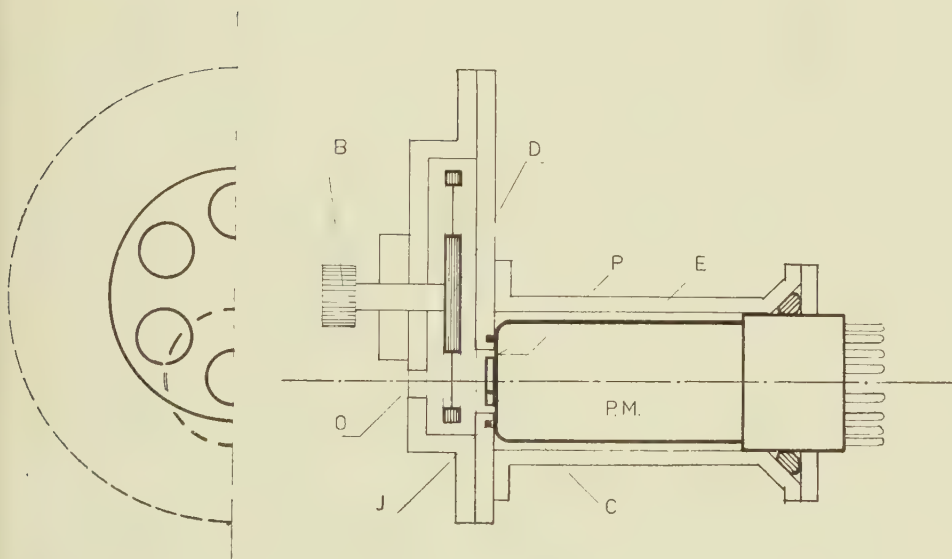


FIGURE 5

Schéma de la boîte à écrans
et du montage du photomultiplicateur

et sont pourtant comptés par l'intégrateur. L'inconvénient de la première méthode est qu'elle ne permet pas de mesure absolue de la section efficace puisqu'on ignore, dans la lecture du courant, la part qui est due aux électrons secondaires.

Pour connaître la position de l'angle d'observation, on a gradué en degrés la circonférence du boîtier fixe. Cette mesure donne la projection sur le plan horizontal, de l'angle que fait la direction d'observation avec celle du faisceau. Comme l'azimut est fixe (15°), un calcul trigonométrique simple indique l'angle cherché.

Notons que la disposition symétrique de la boîte permet de compléter les mesures vers l'avant de 0 à 15° moyennant un démontage. En effet, on peut très bien relier la bride K (fig. 4) avec le tube d'arrivée du faisceau. Le détecteur reste fixé en N et l'on voit que, lorsque le couvercle II aura pivoté de 180° , le détecteur sera dans le prolongement exact du faisceau incident. Evidemment, la cible est, cette fois, inclinée de 15° par rapport à la position précédente. Mais on peut très bien effectuer des mesures de recoupement pour des angles supérieurs à 15° puisque cette nouvelle position permet de pivoter de 0 à 150° .

Lorsque des particules chargées de nature différente sont émises simultanément, il est souvent utile, pour pouvoir les différencier, de les ralentir en leur faisant traverser des écrans d'épaisseur connue. La perte d'énergie dans un même écran varie avec chaque sorte de particules.

Le schéma de la figure 5 représente l'appareil que nous avons réalisé dans ce but. Il permet d'interposer au choix entre cible et détecteur l'un des six écrans d'aluminium du disque mobile D , ceci au moyen du bouton moleté B . Le mouvement se fait sous vide, bien entendu.

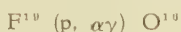
L'orifice O vient se fixer sur la bride N de la boîte à cible (fig. 4).

Nous expliquerons au chapitre suivant les raisons qui nous ont fait choisir une détection par cristal scintillant et photomultiplicateur. Nous indiquerons simplement ici le montage mécanique.

Le cristal d'Iodure de Cesium C est très mince (quelques dixièmes de millimètre) et colle sur un conduit de lumière en plexiglass de 3 mm d'épaisseur. Ce conduit ou le cristal lui-même est appliqué contre la photocathode P d'un photomultiplicateur Dumont à l'aide d'un fluide transparent silicone très épais. Le cristal est placé sous vide et l'étanchéité est assurée par le joint torique J sur lequel vient s'appuyer la surface en verre plane de la photocathode. Le boîtier cylindrique E protège le photomultiplicateur de la lumière.

II. — ÉTALONNAGE DE LA BOÎTE A CIBLES

Nous avons essayé l'appareillage en reprenant des mesures de distributions angulaires déjà connues. La réaction :



est encore tout indiquée. Mais cette fois ce sont les particules α qu'on détecte.

L'énergie maximum, celle des α qui conduisent à l'état fondamental de l' O^{19} , est environ de 9,5 MeV vers l'avant. La section efficace présente des résonance et pour chacune d'entre elles la forme de la distribution angulaire est différente. Plusieurs auteurs ont déjà publié leurs résultats à ce sujet, notamment une équipe canadienne (CLARKE, 1957) qui utilisait une boîte à cible dont nous sommes en partie inspirés.

Nous avons fabriqué une cible sommaire en laissant attaquer pendant quelques minutes une feuille d'aluminium de 10 microns par de l'acide fluorhydrique, puis en la lavant soigneusement.

Cette cible est inclinée de 45° par rapport à la direction du faisceau de protons, la face contenant le fluor étant orientée vers le faisceau.

La détection des particules α vers l'arrière (de 90° à 165°) se fait par réflexion. Vers l'avant, de 15° à 90° , les particules α qui sont comptées doivent traverser le support de cible. Il faut donc que ce support soit très mince pour que la dispersion, due à la traversée, ne devienne pas trop forte et empêche toute discrimination.

Nous avons effectué deux séries de mesure pour les deux résonances de 1.370 et de 1.730. Pour chaque énergie, nous avons compté, à différents angles, le nombre des α émis pour un nombre de microcoulombs défini à l'avance.

L'intégrateur de courant n'est pas notre seule référence. En effet, nous avons placé un compteur γ (photomultiplicateur et cristal d'iodure de sodium) à distance fixe de la cible. Nous avons ainsi un recouplement supplémentaire : les lectures effectuées sur l'intégrateur et sur l'échelle du comptage γ doivent être rigoureusement proportionnelles.

Nous avons trouvé un bon accord entre nos mesures et les résultats d'autres expérimentateurs, ce qui nous donne pleine confiance dans notre appareillage.

CHAPITRE III

LA DETECTION DES PARTICULES CHARGÉES

Les particules secondaires émises lors du bombardement d'une cible de C^{13} par des ions He^3 sont des α , des protons, des neutrons et des deutons. On voit sur le graphique de la *figure 1* que les deutons ont une énergie faible devant les protons et les α qui sont donc les particules que nous aurons essentiellement à distinguer.



Le premier niveau excité du C^{12} est à 4,43 MeV au-dessus de l'état fondamental. Pour l'azote 15, il est à 5,28 MeV. Ceci facilite la discrimination entre les particules les plus énergiques qui conduisent à l'état fondamental et celles qui amènent au premier état excité. Mais les niveaux d'excitation plus élevés sont de plus en plus serrés, notamment pour l'azote 15.

I. — LES RAISONS DU CHOIX D'UN CRISTAL D'IODURE DE CÉSIIUM

L'appareil le plus précis lorsqu'on veut discriminer des particules de masses et d'énergies différentes est un analyseur magnétique. Mais, pour des énergies de l'ordre de 15 MeV, il faut des aimants de taille respectable et de poids considérable. Le spectrographe magnétique à double focalisation réalisé par MILEIKOWSKY et qui a été acheté par Saclay, Orsay et Alger, a un diamètre de 80 cm et un poids d'une dizaine de tonnes. Nous n'avons pas un tel appareil à l'Ecole Polytechnique. De plus, la mesure d'une distribution angulaire nécessite de faire pivoter ce lourd appareil, d'une manière précise, autour de la cible, ce qui pose de gros problèmes technologiques.

Nous avons dû nous contenter d'un spectrographe, moins précis que celui dont nous venons de parler et qui a une résolution égale à 1.000. Nous avons écarté la technique des émulsions nucléaires qui, dans le cas de distributions angulaires, multiplie le nombre des plaques photographiques au dépouillement fastidieux.

Nous avons préféré une spectroscopie par scintillateur. Cette technique implique l'appareillage suivant :

- un cristal scintillant de très petite dimension ;
- un photomultiplicateur ;
- une chaîne d'amplification ;
- un sélecteur d'amplitudes.

La précision qu'on peut attendre de cette méthode n'est que de quelques pour cent. Mais la légèreté du détecteur permet un appareillage simple et de dimension réduite. L'emploi d'un sélecteur d'amplitude donne rapidement, pour chaque angle, le spectre d'énergie complet.

Le cristal d'iodure de sodium est celui qui donne le meilleur rendement. Mais il est très hygroscopique et doit être enfermé dans une enveloppe métallique. Nous avons choisi un cristal d'iodure de césium dont le rendement est moindre mais qui craint beaucoup moins l'humidité. Nous avons pu le mettre sans protection aucune dans l'enceinte à vide, supprimant ainsi tout écran entre la cible et le détecteur. Nous allons voir que le choix de l'épaisseur du cristal a une grosse importance et que celui-ci doit être très mince.

II. — ÉTALONNAGE ET RÉPONSE DU CRISTAL POUR DES PROTONS

On sait que pour des énergies de quelques MeV, la réponse du cristal est linéaire, c'est-à-dire que l'amplitude de l'impulsion lumineuse produite par la désexcitation des atomes du cristal est proportionnelle à l'énergie que la particule a perdue par ionisation dans le cristal (BASHKIN, 1958).

Il nous fallait étalonner notre cristal et la chaîne d'amplification. Il nous a paru intéressant d'en profiter pour vérifier la linéarité de la réponse pour de faibles énergies, et pour mesurer la résolution qu'on peut atteindre avec cette méthode.

a) PRINCIPE DE LA METHODE

Nous possédons, avec le Van de Graaff, une source de protons dont l'énergie, précise à $\pm 1/1.000^\circ$, peut varier entre 400 et 2.000

KeV. L'intensité du faisceau ne peut descendre au-dessous de quelques centièmes de microampère si l'on veut garder de bonnes conditions de stabilité. Ceci représente quelques 10^{11} protons par seconde, ce qui rend un comptage électronique impossible et, de plus, risquerait de détériorer le cristal. Nous ne pouvions donc envoyer directement le faisceau sur le cristal.

Mais en disposant un écran très mince incliné à 45° de la direction du faisceau, une partie des protons est diffusée dans toutes les directions. A chaque angle d'observation l'énergie est bien définie.

La figure 6 montre le schéma du dispositif expérimental. Une cible mince de plomb, déposée par évaporation sous vide sur une feuille de Formwar, est disposée à 45° du faisceau incident lui-même soigneusement collimaté. L'observation des particules diffusées se fait à 90° de cette même direction sous un angle solide faible. $3,14 \cdot 10^{-4}$ stéradian (diaphragme de 4 mm de diamètre à 20 cm de la cible). Le cristal et son photomultiplicateur se trouvent derrière ce diaphragme.

b) CORRECTIONS APPORTEES A LA VALEUR DE L'ENERGIE

Les protons diffusés arrivent dans le cristal avec une énergie inférieure à celle que leur avait communiquée l'accélérateur et ceci pour différentes raisons que nous allons analyser :

1) PERTE D'ÉNERGIE PAR DIFFUSION ÉLASTIQUE A 90°

L'énergie de la particule diffusée élastiquement diminue lorsque l'angle de diffusion augmente. Ceci peut se calculer facilement avec les lois simples de la mécanique classique.

A 90° , la perte d'énergie en pour cent est :

$$(E_0 - E) / E_0 = 2 m / (M + m)$$

E_0 et E étant l'énergie de la particule de masse m , avant et après diffusion sur le noyau de masse M .

Il y a bien sûr intérêt à utiliser un noyau cible lourd et le plomb que nous avons utilisé ($M = 207$) donne une perte d'énergie de 0,96 %.

Le fait que la cible n'est pas ponctuelle peut introduire une certaine erreur. La disposition du diaphragme (4 mm à 20 cm) et le diamètre du faisceau (8 mm) permettent à des protons faisant un angle de $1^\circ 45'$ avec la normale au faisceau, d'atteindre le cristal. Mais la dispersion en énergie qui en résulte est négligeable car le

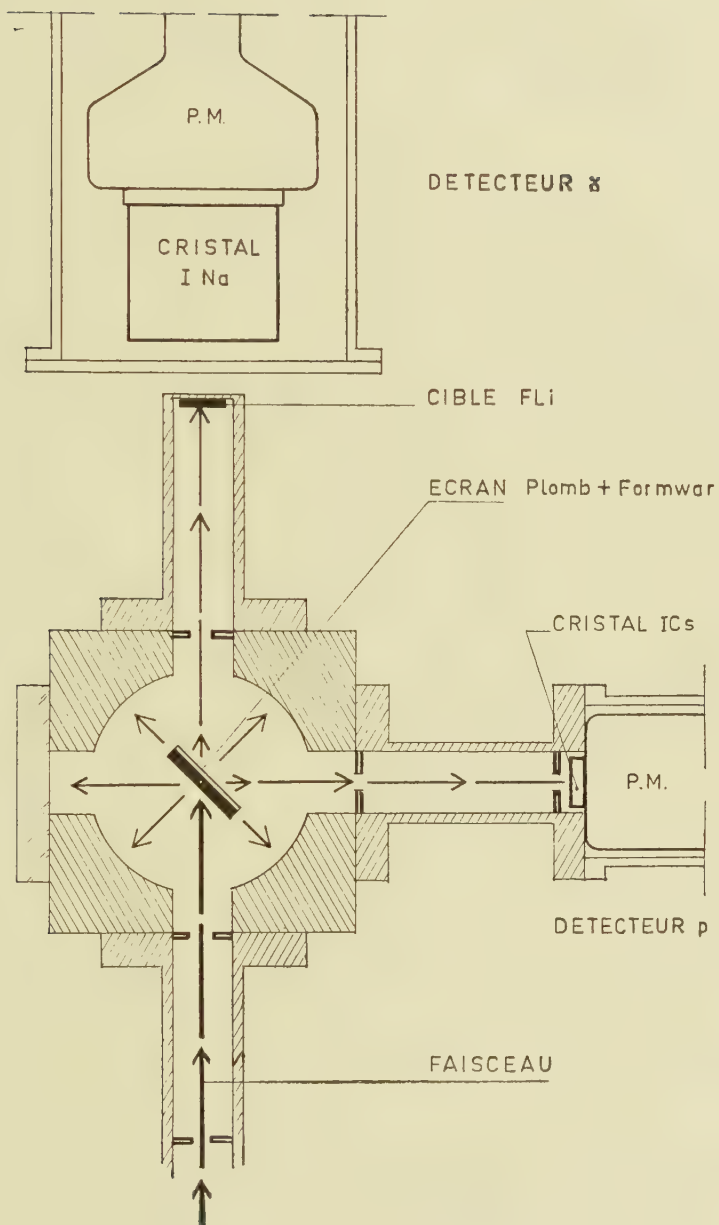


FIGURE 6

Dispositif expérimental pour l'étude de la réponse en protons
d'un cristal de ICs

noyau diffuseur, le plomb, est lourd. En effet, la perte d'énergie en pour cent par degré autour de 90° donnée par MILEIKOWSKY (1957) n'est que de 0,017 %.

2) PERTE D'ÉNERGIE A TRAVERS LA CIBLE

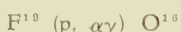
Le proton peut pénétrer plus ou moins profondément dans la cible avant de rencontrer un noyau de plomb. Il perd donc de l'énergie par ionisation à l'intérieur de la cible.

La *figure 7* montre les deux manières de disposer le détecteur à 90° du faisceau incident. Par réflexion, le chemin parcouru par le proton a une longueur variable suivant la profondeur où a lieu la collision. La dispersion en énergie est donc augmentée.

Par transmission, le chemin parcouru est indépendant de l'endroit où s'est produit le choc et par conséquent l'énergie perdue par ionisation dans la cible est constante.

Il nous faut connaître l'épaisseur de cette cible, constituée par une mince couche de Formvar et de plomb. Une solution élégante consiste à mesurer la perte d'énergie des protons qui la traversent. On peut utiliser par exemple une résonance d'une réaction nucléaire. On mesure cette résonance puis on recommence avec des protons ralentis par le passage à travers l'écran à mesurer. Le déplacement du pic donne l'énergie perdue par les protons dans la traversée de l'écran.

Les résonances γ de 1.348 KeV et 1.375 KeV de la réaction



sont tout indiquées pour cette étude.

Le dispositif expérimental est présenté sur la *figure 6*. La cible de plomb est toujours inclinée de 45° par rapport à la direction du faisceau de protons et elle peut s'escamoter vers le bas. En arrière, se trouve une cible mince de fluorure de lithium, puis un cristal d'iodure de sodium et un photomultiplicateur qui permettent de compter les rayons γ .

Nous avons d'abord retrouvé ces résonances en faisant varier l'énergie des protons de 5 en 5 KeV depuis 1.300 jusqu'à 1.400 KeV. Pour chaque énergie, nous comptons le nombre des γ émis, pour un nombre fixe de microcoulombs, sans placer la cible de plomb sur le trajet des protons.

Pour nous l'avons interposée et nous avons recommencé la série de mesures. La *figure 8* montre les deux courbes obtenues. On voit que la deuxième fois, l'énergie des protons est supérieure à la pre-

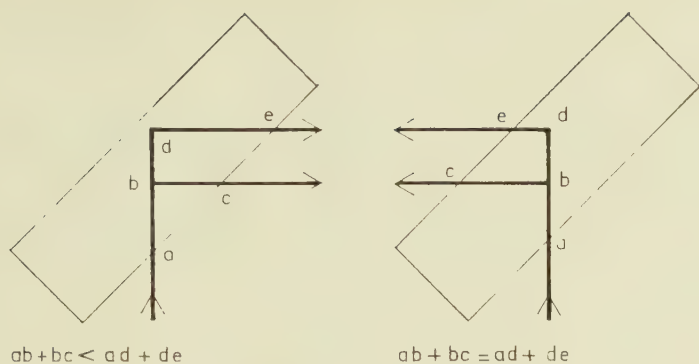


FIGURE 7

Chemin parcouru par les protons dans l'écran

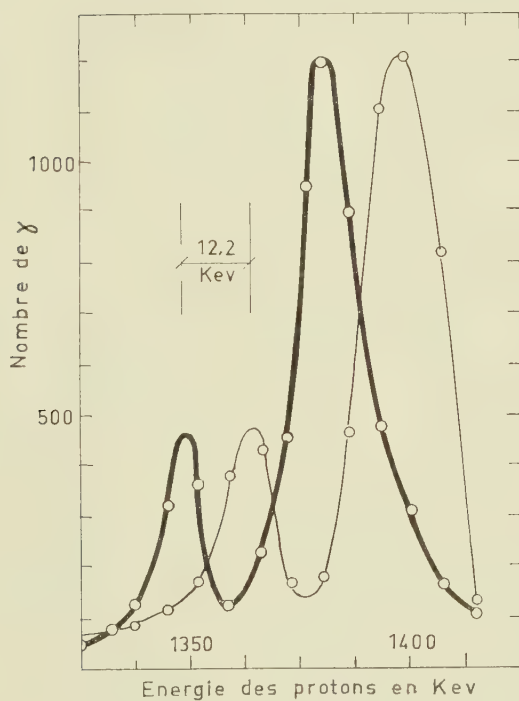


FIGURE 8

Déplacement des résonances γ de la réaction $F^{19}(p, \gamma)$ par la traversée d'un écran de plomb

mière et le décalage d'énergie entre les deux expériences indique, pour la cible, une largeur de 12,2 KeV pour des protons de 1.348 KeV.

Mais cette perte se produit aussi bien dans le plomb que dans le formwar. Voici comment nous avons pu évaluer la perte dans chacun de ces matériaux :

Sur la *figure 9*, nous avons rapporté un exemple de spectre des protons diffusés à 90°, celui obtenu pour une énergie de 1.475 KeV. En abscisses figurent les numéros des canaux du sélecteur, c'est-à-dire une grandeur proportionnelle à l'énergie des protons diffusés. En ordonnées, le nombre de protons comptés dans chaque canal. On constate qu'il y a deux pics. Les protons, après le choc, se séparent en deux groupes d'énergies distinctes. Le plus énergétique est celui des protons diffusés par les noyaux de plomb. L'autre ne peut-être que celui des protons diffusés par les noyaux plus légers contenus dans le formwar. En effet, on voit sur la *figure 9* que la différence d'énergie entre les deux pics est de 200 KeV (ceci grâce à l'étalonnage en énergie dont nous rendrons compte au paragraphe *d*). D'où une estimation de la masse moyenne M des noyaux diffuseurs :

$$(E_0 - E) / E_0 = 2 m (M + m)$$

$$200 / 1475 = 2 m (M + 1)$$

$$M = 13,75$$

Ceci est compatible avec la composition du formwar principalement formé de carbone et d'oxygène. Nous ne pouvions voir les protons diffusés par l'hydrogène contenu aussi dans le formwar, car leur énergie est nulle à 90°.

On voit, également sur la *figure 9*, que le rendement est différent pour les deux pics. Le rapport entre les deux est de 0.62 au profit du plomb.

Or, le rendement est proportionnel au carré de la charge suivant la formule de Rutherford (82 pour le plomb et 7 pour le formwar). Le rapport du nombre de noyaux de plomb par rapport aux autres est donc égale à :

$$0.62 \times (82/7)^2 = 85$$

Quant aux épaisseurs respectives de formwar e_f et de plomb e_{pb} , elles sont, de plus, proportionnelles aux masses atomiques.

$$e_f/e_{pb} = 85 \times (13/207) = 5,34$$

Par ailleurs, les courbes parcours-énergie dans le plomb indiquent pour des protons de 1.375 KeV une perte d'énergie de 56 KeV par mg cm^2 (RICH, 1954). Nous n'avons pas connaissance de telles cour-

bes pour le formwar. Nous avons assimilé ce matériaux au plexiglass dont la composition est voisine. La perte d'énergie dans le plexiglass pour des protons de cette même énergie, est beaucoup plus élevé : 240 KeV par mg/cm^2 .

Puisque la perte totale, lue sur les courbes de la *figure 8*, est de 12,2 KeV

$$12,2 = 240 e_f + 56 e_{pb}$$

ce qui donne

$$\text{— épaisseur du formwar } e_f = 48,7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$$

$$\text{— épaisseur du plomb } e_{pb} = 9,1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$$

La perte d'énergie à travers un écran varie avec l'énergie de la particule incidente. Nous avons évalué, à l'aide des courbes parcours-énergie citées ci-dessus, la perte d'énergie pour chaque expérience. Les résultats sont portés sur le tableau du paragraphe *d*. On voit que la correction devient importante pour les protons de faible énergie.

c) LA CHAÎNE DE MESURE

Le cristal de Iodure de Césium utilisé a une épaisseur de 0,7 mm et un diamètre de 25 mm. Il est placé sous vide dans la boîte à cibles. L'étanchéité est assurée par un joint torique sur lequel appuie la photocathode plate du photomultiplicateur Dumont (*fig. 6*), lui-même soigneusement protégé de la lumière par un boîtier cylindrique en laiton. Un fluide épais de silicone maintient un bon contact optique entre le cristal et la photocathode. C'est là un point capital. Si le cristal est légèrement décollé et que des bulles d'air s'interposent, les pics s'élargissent et se déforment et la résolution s'en ressent.

Nous avons soigneusement surveillé la constance de la haute tension du photomultiplicateur fournie par une alimentation stabilisée. Une variation de quelques volts sur 1.200 volts environ provoque des fluctuations considérables du gain du photomultiplicateur et des déplacements de pics de plusieurs canaux dans le sélecteur.

L'amplificateur utilisé est du type classique 2 mégacycles C.E.A. Le sélecteur d'amplitudes que nous avons à notre disposition est un appareil à 10 canaux à seuil variable mis au point au C.E.A. (WAHL, 1954). Le déclenchement des divers canaux est assuré par le basculement de « trigger de SCHMIDT », réglé pour des tensions croissantes. Le seuil minimum des impulsions que mesure l'appareil est d'environ 8 volts et la largeur d'un canal est réglé pour 1,5 volt. Dix échelles de lecture comptent les coups sélectionnés dans chaque canal. On

peut déplacer le seuil et explorer en plusieurs fois un spectre étendu. Il faut par exemple recommencer 6 fois un comptage, en déplaçant à chaque opération le seuil de 15 volts, pour étudier un spectre dont les impulsions maximum ont une centaine de volts.

Deux sorties spéciales qu'on relie à des échelles permettent d'évaluer le comptage supérieur (impulsions d'amplitude supérieure à celles qui sont comptées dans le sélecteur) et le comptage total (impulsions comptées dans le sélecteur plus comptage supérieur). Ceci permet des recoupements intéressants.

Nous avons vérifié la linéarité de la chaîne de mesure de la manière suivante :

Les impulsions de référence sont fournies par un générateur d'impulsions étalonnées en amplitude et dont on peut faire varier la forme.

Un oscilloscope double trace « Tektronix » permet de régler ces impulsions de manière à les rendre identiques, au point de vue temps de montée et de descente, à celles du photomultiplicateur. Ce même oscilloscope permet de suivre les impulsions en différents points de la chaîne : entrée du « cathode follower », entrée et sortie de l'amplificateur.

On injecte donc à l'entrée du « cathode-follower » des impulsions de hauteur connue et on lit le numéro du canal où elles sont comptées. La réponse est bien linéaire jusqu'à 100 volts. Au delà, l'amplificateur est saturé.

d) RESULTATS

Pour mesurer la réponse du cristal de Iodure de Césium, nous avons envoyé des protons d'énergie connue sur l'écran de plomb et observé le spectre des protons diffusés dans le cristal. Le rendement est élevé et nous avons dû travailler avec des courants de protons très faibles (quelques centièmes de micro-ampère) pour ne pas saturer la chaîne de comptage et aussi pour ne pas crever l'écran qui est très fragile.

Pour chaque spectre observé, dont un exemple est donné à la *figure 9*, nous avons noté le numéro du canal où se trouve le maximum du pic des protons diffusés par les noyaux de plomb (le plus à droite).

Nous avons commencé les mesures par la plus forte valeur d'énergie, 1.900 KeV, en réglant le gain du photomultiplicateur et de l'amplificateur de manière à avoir des impulsions les plus hautes possibles sans saturation cependant. Puis nous avons diminué l'énergie des pro-

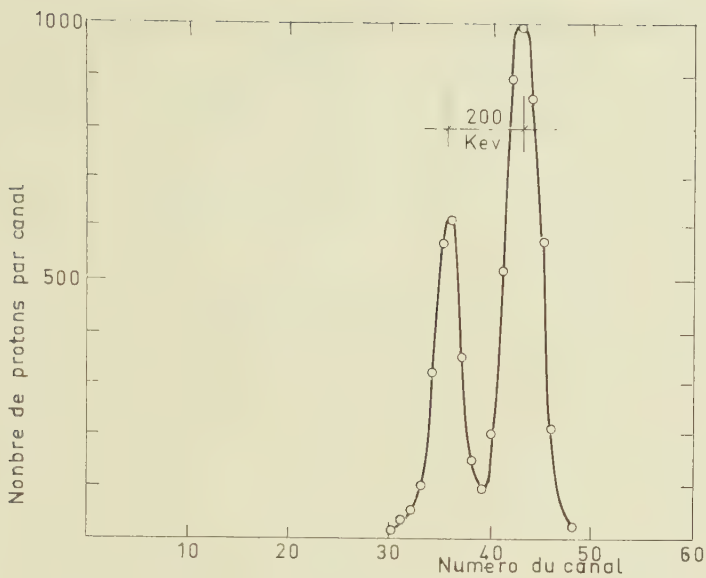


FIGURE 9
Spectres des protons de 1375 KeV
diffusés par un écran de plomb et de formvar

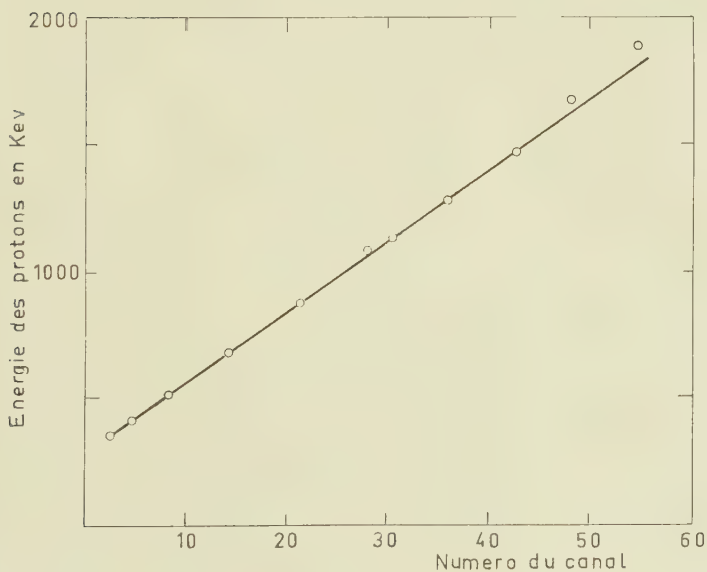


FIGURE 10
Réponse d'un cristal de ICs pour les protons *

tons sans jamais modifier les conditions de gain pour éviter des discontinuités dans la suite des mesures et des recoupements souvent aléatoires.

Le tableau suivant donne la liste des mesures effectuées avec les corrections apportées et le numéro du canal où se trouve le pic de diffusion.

La courbe correspondante est portée sur la *figure 10*. En abscisses figurent les numéros des canaux du sélecteur et en ordonnées l'énergie des protons après corrections.

Pour les erreurs, nous tenons compte : pour l'énergie, de l'incertitude des corrections d'épaisseur, notamment à cause de l'inhomogénéité de la cible, très difficile à chiffrer (± 10 KeV est une limite un peu arbitraire, mais certainement supérieure) ; pour les canaux, les dérives de l'électronique peuvent être de l'ordre du canal.

La réponse telle que nous la voyons sur la *figure 10* est bien linéaire. Les deux derniers points montrent une légère remontée. Il est possible que nous ayons approché de trop près la région de saturation de l'amplificateur.

Puisqu'il y a proportionnalité entre énergie et réponse du cristal, et que notre chaîne de mesure est bien linéaire, la spectroscopie devient chose facile. Il y a une correspondance directe entre les énergies des protons et les numéros des canaux du sélecteur.

Nous pouvons compléter ces résultats par une étude de la résolution du cristal. Nous appelons résolution, en pour cent, le rapport entre la largeur à mi-hauteur et l'énergie d'un pic.

Nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur pour chaque pic. Audessous de 1 MeV, les deux pics dûs à la diffusion du plomb et du formvar tendent à se confondre ; nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur du côté de la descente du pic qui correspond bien aux protons d'énergie maximum, c'est-à-dire ceux diffusés par le plomb.

La *figure 11* rassemble les résultats en coordonnées logarithmiques, la pente de la droite qu'on peut faire passer entre les points est environ égale à -1 , ce qui indique que la résolution est proportionnelle à l'inverse de l'énergie, pour les faibles valeurs ce celle-ci.

En effet, k étant une constante et r la résolution

$$\begin{aligned}\log r &= -\log E + \log k \\ r &= k/E\end{aligned}$$

Pour des protons de 2 MeV, on voit que la résolution est inférieure à 5 %, ce qui est déjà appréciable.

ÉNERGIE DU PROTON INCIDENT (en KeV)	PERTES D'ÉNERGIE (en KeV)			ÉNERGIE DU PROTON APRÈS DIFFUSION (en KeV)	NUMÉRO DU CANAL
	<i>par diffusion à 90°</i>	<i>à travers le formvar</i>	<i>à travers le plomb</i>	<i>Totale (arrondie)</i>	
1 900	18,5	8,4	0,4	27	54,5
1 700	16,2	9,2	0,4	26	48
1 500	14,5	10	0,5	25	42,5
1 300	12,5	11	0,5	24	35,5
1 153	11,1	11,9	0,5	24	30
1 100	10,6	12,3	0,6	23	27,5
900	8,7	14,1	0,6	23	21
700	6,8	16,3	0,6	24	14
530	5,1	18,5	0,7	24	8
423	4,1	21	0,7	26	4,5
372	3,6	22	0,7	26	2

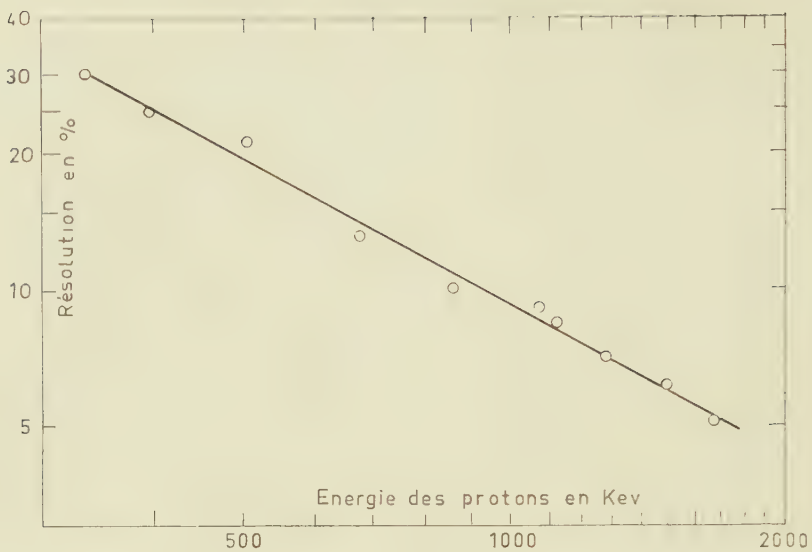


FIGURE 11
Résolution d'un cristal de ICs pour les protons

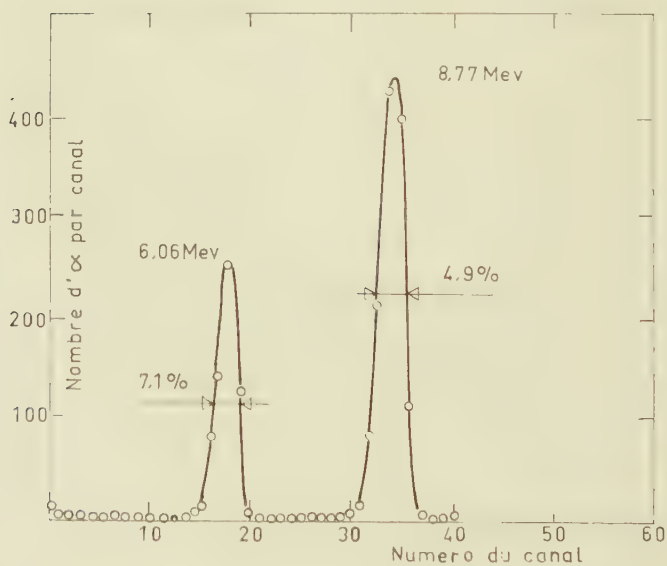


FIGURE 12
Spectre des α du dépôt actif du thorium

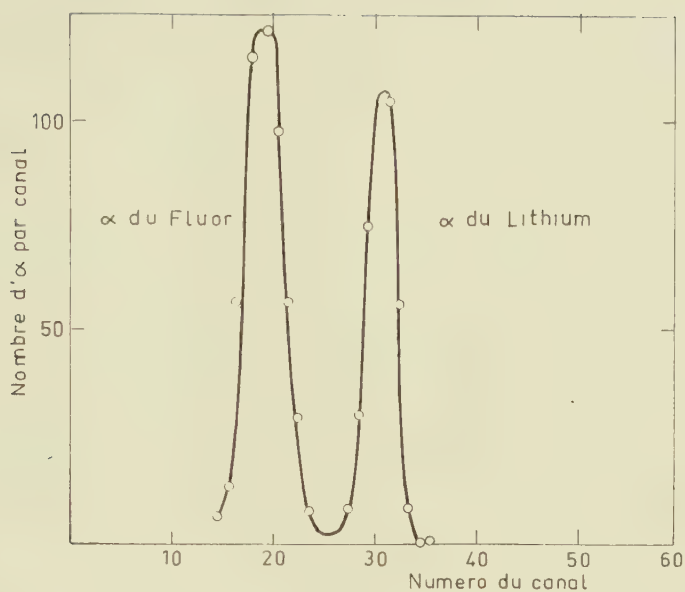


FIGURE 13
Spectre des α obtenus en bombardant avec des protons
une cible de FLi

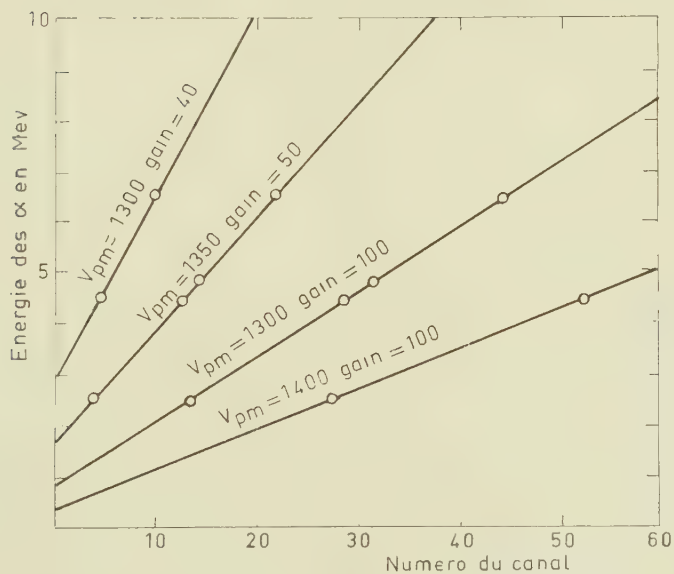
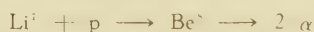


FIGURE 14
Réponse d'un cristal de ICs pour les α

III. — ETALONNAGE ET RÉPONSE DU CRISTAL POUR DES PARTICULES α

Il est facile d'avoir des particules α d'énergie connue grâce à la radioactivité naturelle. Nous avons utilisé celle du dépôt actif du Thorium qui donne deux α de 8,8 et 6,1 MeV. C'est d'ailleurs avec ces rayons α que nous avons commencé nos essais de spectroscopie par cristal. Nous avons ainsi appris qu'un bon contact optique est primordial entre cristal, conduit de lumière et photocathode : un bon diaphragme entre source et cristal améliore sensiblement la résolution qui est suffisante pour les énergies qui nous intéressent. La *figure 12* montre un exemple de spectre des deux α . La séparation des pics et la résolution sont bonnes.

Nous avons ensuite détecté, comme second étalonnage, les α des deux réactions



Une cible de fluorure de lithium, bombardée par des protons, émet des particules α provenant de ces deux réactions.

Pour étalonner notre cristal en énergie de particules α , nous avons utilisé la boîte à cible pour étude de distribution angulaire que nous avons déjà décrite (*fig. 4*). La cible est inclinée à 45° par rapport au faisceau de protons. Le système détecteur, cristal et photomultiplicateur, peut pivoter de 90° à 165° autour de la cible. L'énergie des α varie avec l'angle d'émission. De plus, on peut interposer entre cible et cristal, grâce à la boîte à écrans (*fig. 5*), une feuille d'aluminium d'épaisseur connue, qui ralentit les particules. Ceci nous permet de multiplier les points de référence.

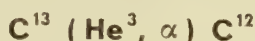
La *figure 13* montre un exemple de spectre obtenu. Nous avons constaté que, pour des énergies égales, un proton donnera une impulsion sensiblement double de celle d'une particule α . Ceci nous causera des difficultés, comme nous le verrons au prochain chapitre.

Sur la *figure 14*, nous avons rassemblé les points d'étalonnage pour différentes valeurs du gain de l'amplificateur et de la haute tension du photomultiplicateur. On voit qu'à l'aide de ce réseau de courbes on peut trouver aisément l'énergie d'une particule α inconnue.

Cette mesure d'étalonnage nous a appris, de plus, que les cristaux d'iodure de césium sont très sensibles aux γ . Nous avons réduit en conséquence l'épaisseur du cristal pour que l'énergie perdue par le rayon γ (plus exactement par son éléction de matérialisation) soit minimum. De 3 mm d'épaisseur au départ nous sommes passés à 0,7 mm.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS DANS L'ETUDE DE LA REACTION



Nous allons maintenant rendre compte des mesures que nous avons pu effectuer avec les appareils décrits dans les chapitres précédents. Voyons d'abord comment se présente la discrimination des particules.

I. — SPECTROSCOPIE DES PARTICULES

Nous avons vu que les particules à distinguer sont essentiellement des protons et des α dont les énergies sont bien séparées (*fig. 1*). Précisons maintenant les valeurs des énergies.

a) ENERGIES DES PARTICULES α ET DES PROTONS

L'énergie disponible dans le centre de masse est égale au Q de la réaction (15,62 MeV pour les α et 10,66 MeV pour les protons) plus l'énergie cinétique. Cette énergie totale se partagera entre la particule α (ou le proton) et le noyau de recul C^{12} (ou N^{13}). Dans le système du laboratoire, les énergies des particules secondaires varieront avec l'angle d'émission, ce qui complique un peu les calculs des énergies qu'on doit attendre.

MAC KIBBEN a imaginé un diagramme très pratique qui permet d'évaluer rapidement les énergies pour différents angles aussi bien dans le système du centre de masse que dans celui du laboratoire (MAC KIBBEN, 1946).

Un exemple en est donné à la *figure 15*, où sont groupées les énergies des particules α (cercles en trait gras) et les protons (cercles en trait fin) pour une énergie d'ions He^3 de 1,8 MeV.

On voit que l'énergie des α_0 varie de 14,7 MeV à 0° jusqu'à 10,6 MeV pour 180° . Les protons du groupe p_0 décroissent de 12,3 MeV à 10,5 MeV. Les énergies des particules qui correspondent aux niveaux excités sont de plus en plus proches et nous n'avons pas l'espoir de séparer ces niveaux avec notre cristal.

Un autre moyen est à notre disposition pour distinguer des particules de masses et de charges différentes. L'interposition d'un écran d'aluminium ralentira beaucoup plus les α que les protons. La *figure 16* représente des courbes de ralentissement dans l'aluminium. Ce graphique se lit ainsi : en abscisse se trouvent les épaisseurs d'écran en aluminium, et en ordonnée l'énergie que possède encore la particule après la traversée de l'écran. Chaque courbe se rapporte à une particule et à une énergie initiale donnée qui se lit évidemment sur l'axe des ordonnées.

On voit que les courbes pour les α , en trait gras, s'incurvent beaucoup plus rapidement que pour celles des protons. On peut, par exemple, arrêter complètement les particules α et les protons continueront à passer.

Ce diagramme est celui des protons et des α de la réaction que nous étudions pour une énergie des ions He^3 de 1,8 MeV et un angle d'observation $= 90^\circ$ dans le laboratoire.

Comme la scintillation produite par les α est, à énergie égale, deux fois moins forte que celle des protons (les α de 14 MeV donnent les mêmes impulsions que des protons de 7 MeV), en diminuant par deux les ordonnées des α , on obtient la courbe des hauteurs d'impulsion dans le cristal en fonction de l'épaisseur traversée. Ce sont les courbes en pointillé que nous avons tracées sur la *figure 16*.

La spectroscopie à réaliser s'avère plus complexe qu'elle ne le paraissait au départ. On voit que le groupe α_0 tend à se confondre avec les groupes p_1 , p_2 et que le groupe α_1 est très proche des pics p_4 , p_5 , p_6 .

b) LES SPECTRES OBTENUS ET LEUR INTERPRÉTATION

Un exemple de spectre obtenu avec un cristal de 0,7 mm d'épaisseur se trouve à la *figure 17*. En abscisses, les numéros des canaux du sélecteur que nous pouvons graduer en énergie grâce aux courbes d'étalonnage du chapitre précédent. En ordonnées, le nombre de coups comptés dans chaque canal. Le groupe le plus énergique, celui de droite, est celui des p_0 qui doivent être nettement séparés comme le

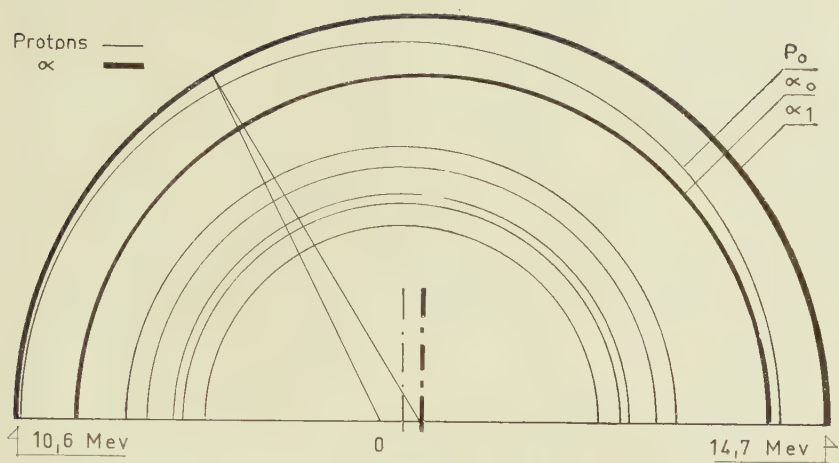


FIGURE 15
 Diagramme de Mac Kibben

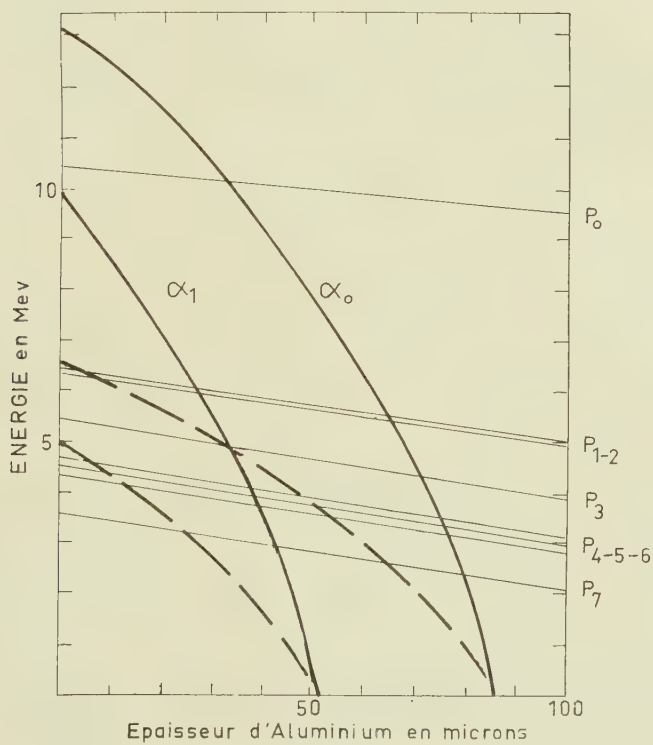
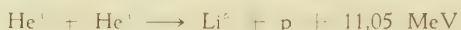


FIGURE 16
 Courbes de ralentissement dans l'aluminium

montre la *figure 16*. Puis vient, par ordre d'énergie décroissante, un groupe de protons que nous attribuons à la réaction



En effet, la cible de carbone 13 et son support peuvent absorber des ions He^3 qui restent occlus dans la matière et constituent des noyaux cibles pour d'autres ions He^1 incidents. Des auteurs avaient déjà signalé ce phénomène en étudiant la réaction $\text{C}^{12} + \text{He}^1$ (BROMLEY, 1957).

Pour les autres pics moins énergiques, l'interprétation devient quasi impossible. Ils sont trop élargis parce qu'ils contiennent les contributions de plusieurs groupes d'énergies voisines et dont les sections efficaces doivent être très variables et, malheureusement, imprévisibles.

Nous avons essayé de déplacer les pics en ralentissant les particules par traversée d'écrans d'aluminium, grâce à la boîte à écrans précédemment décrite. Nous avons eu confirmation que le pic le plus énergétique est bien constitué par des protons (on voit les déplacements de ce pic, pour différents écrans, sur la *figure 17*) et qu'il y a également une forte contribution de protons dans la large bosse des environs de 6 MeV. Mais la contribution des α est trop faible pour la faire apparaître plus bas ou l'obtenir par différence.

Il a fallu chercher un autre artifice.

Le parcours des α de 15 MeV dans l'Iodure du Césium est inférieur à 1/10 de mm tandis que les protons de 12 MeV ne sont arrêtés qu'au bout de 7/10 de mm environ. Dans un cristal de 1/10 de mm les α perdront donc toute leur énergie tandis que les protons n'en perdront qu'une partie, et ceci en début de parcours, c'est-à-dire lorsqu'ils sont encore peu ionisants. On a là un moyen de réduire artificiellement la hauteur des impulsions des protons et à les rendre inférieures à celles des particules α qui, elles, ne sont pas altérées.

La fabrication de cristaux si minces est très délicate. Un cristal de quelques dixièmes de millimètres d'épaisseur est collé sur un conduit de lumière en plexiglass formant cuvette.

Puis le cristal est aminci à l'aide d'abrasifs très fins car l'Iodure de Césium est friable. L'unique fabricant français n'a pu descendre au-dessous de 15/100 de mm et encore un seul des trois cristaux réalisés était bon. Cette épaisseur est suffisante pour séparer le groupe des α_0 et les autres particules mais les α_1 seront confondus avec les contributions des autres groupes. Nous avons du renoncer à étudier la distribution angulaire des particules α_1 qui conduisent au premier niveau excité.

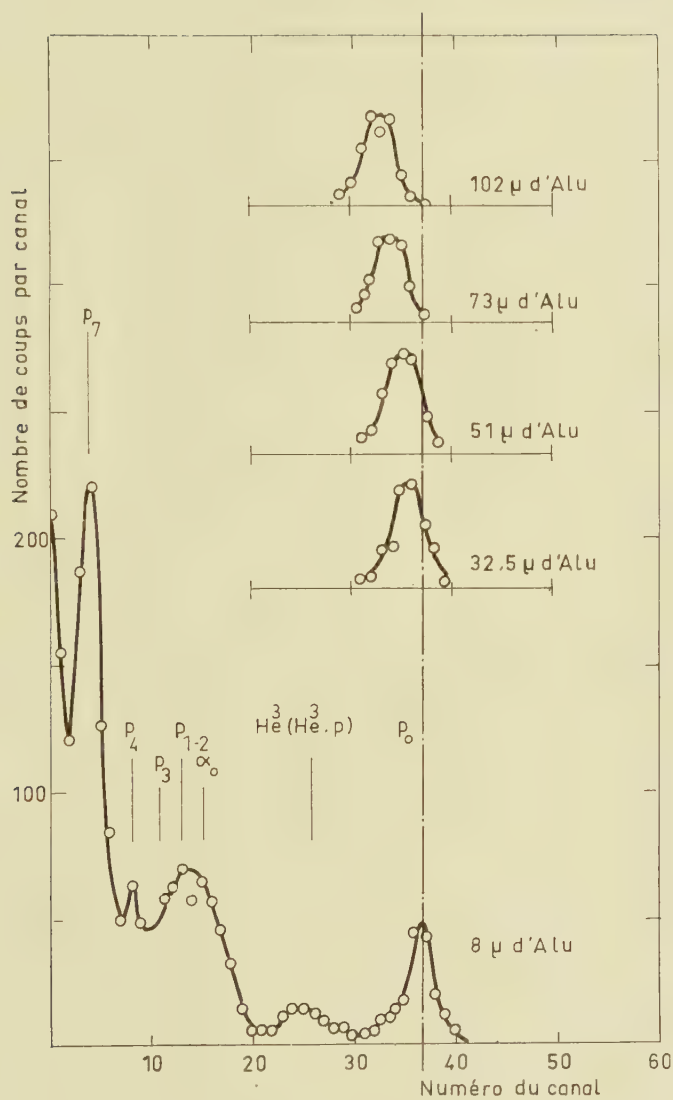


FIGURE 17

Spectres des particules de la réaction $C^{13} + He^4$
avec un cristal de 0,7 mm

La *figure 18* montre un exemple de spectre obtenu avec ce cristal de 15/100 de mm. Le groupe des α_0 est très faible (la section efficace est donc très petite) mais se dégage nettement. Nous pouvons affirmer que ce sont bien là les particules α_0 cherchées parce que nous avons étalonné ce nouveau cristal comme le précédent avec les particules de la réaction $F^{19}(p, \alpha) O^{16}$. De plus, le déplacement de ce pic, lorsqu'on réduit son énergie par traversée d'écrans d'aluminium, correspond bien à des particules α d'énergie désirée.

Il faut renoncer à reconnaître les diverses contributions d'énergies inférieures. Dans ces trois pics, beaucoup plus importants que celui des α , se trouvent à la fois des particules α moins énergiques, les protons de tous les niveaux excités et les contaminations possibles dont nous parlerons au paragraphe III a) de ce chapitre.

II. — COURBES OBTENUES

a) DISTRIBUTION ANGULAIRE

Pour réaliser une distribution angulaire, nous avons choisi pour les ions He^3 l'énergie de 1,8 MeV qui nous a paru avoir un rendement suffisant. Nous avons utilisé deux cibles fabriquées dans les laboratoires de l'« Atomic Energy Research Establishment » à Harwell dans un spectographe de masse. Ce sont de minces feuilles cuivre ou d'or sur lequel est déposé une couche de carbone enrichie à 65 % de carbone 13.

La cible la plus épaisse (200 μg par cm) se trouvait sur un support de cuivre trop épais pour laisser passer des α de 15 MeV. Elle n'a pu nous servir que pour l'étude du rendement de la réaction vers l'arrière de 90° à 165° . L'autre cible avait un support de 10 microns d'or que les α pouvaient traverser. Malheureusement, elle contenait une épaisseur de carbone 13 beaucoup plus faible, huit fois moins environ. Nous avons effectué des recoupements en mesurant le rendement de chacune des cibles pour les angles de 90° et de 165° .

Pour chaque angle nous avons donc compté le nombre des α émis dans l'angle solide d'observation, pour un nombre de microcoulombs donnés. Pour cela, il fallait à chaque fois tracer le spectre de ces particules. Comme on l'a vu sur la *figure 18*, la séparation est très bonne et nous comptons comme α tous les coups rassemblés dans le pic le plus énergétique. Le rendement est très faible. Chaque comptage durait

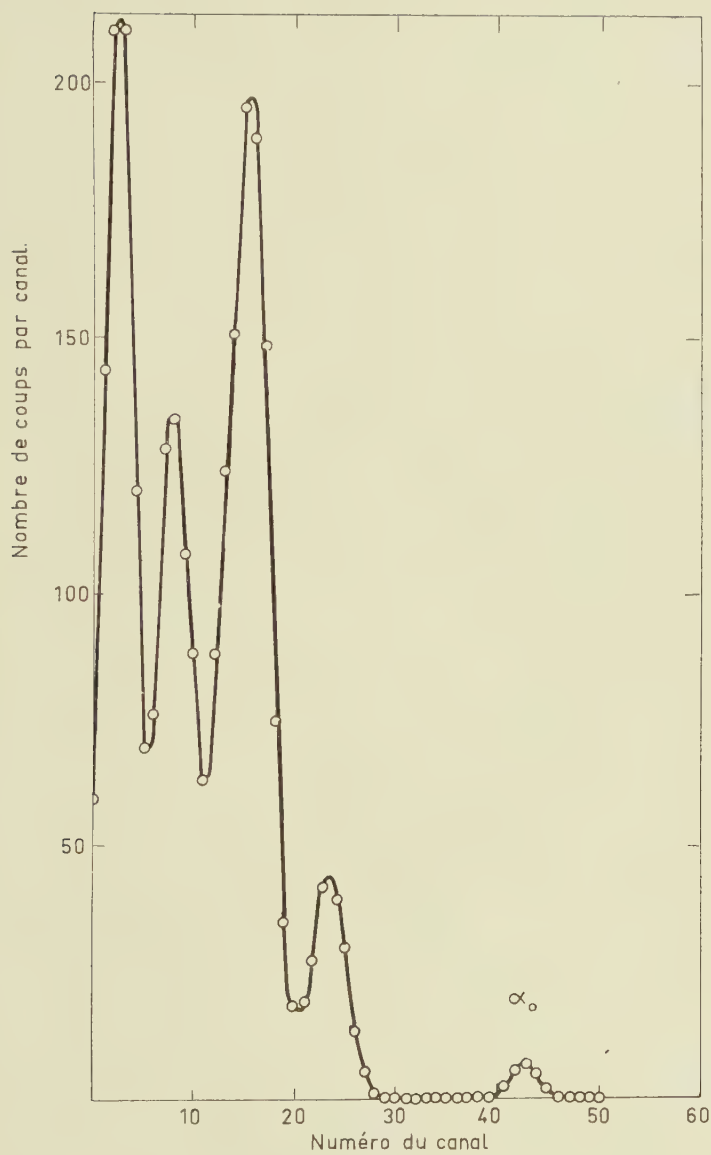


FIGURE 18
Spectre des particules de la réaction $C^{13} + He^3$
avec un cristal de 0,15 mm

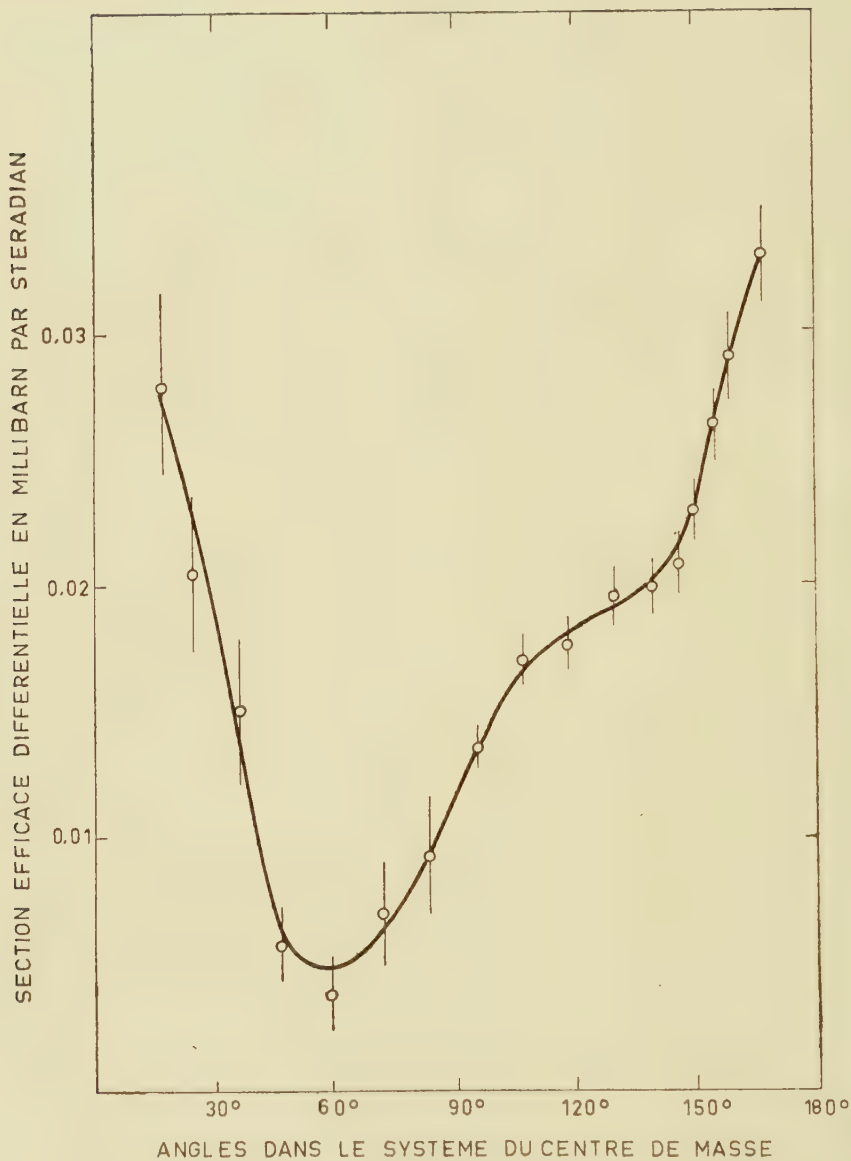


FIGURE 19

Distribution angulaire de la réaction $C^{13}(He^3, \alpha_0)C^{12}$
pour une énergie des ions He^3 de 1,8 MeV dans le laboratoire

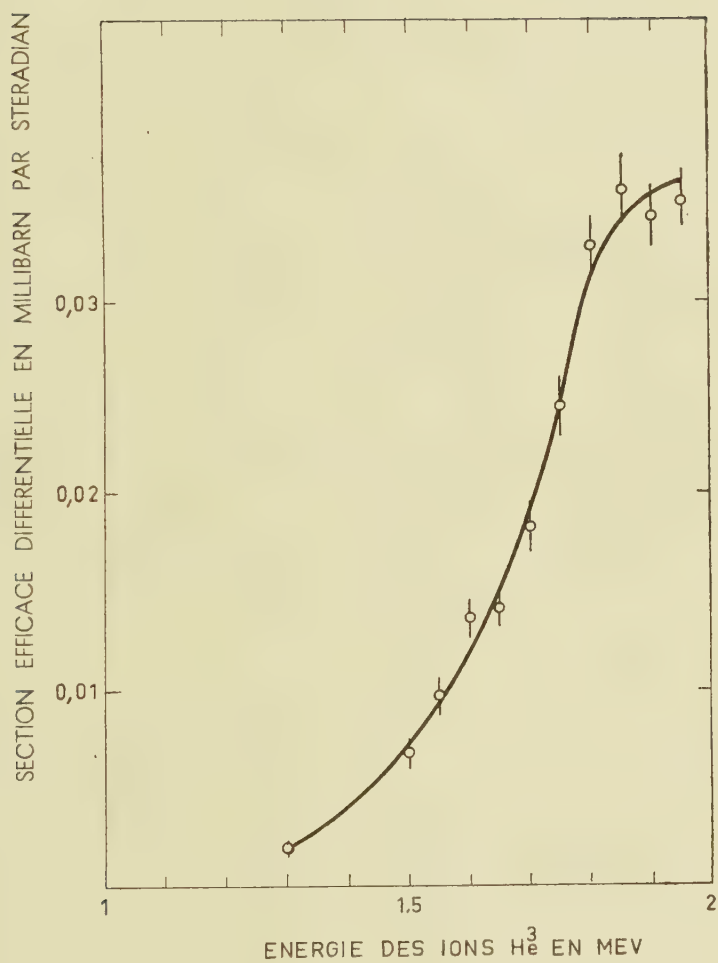


FIGURE 20

Courbe d'excitation de la réaction $\text{C}^{13}(\text{He}^3, \alpha)\text{C}^{12}$
pour l'angle d'observation de $166^\circ 15'$
dans le système du centre de masse

de 20 à 30 minutes. Nous ne pouvions pas consacrer plus de temps à chaque point par crainte de n'avoir pas assez de gaz pour terminer l'expérience.

Le photomultiplicateur situé sur le boîtier fixe (*fig. 4*) dont les impulsions sont envoyées dans un discriminateur à seuil puis une échelle de comptage, donne une référence supplémentaire pour vérifier le bon fonctionnement de l'intégrateur de courant.

De plus, la cible peut s'épuiser à la longue. On a donc « croisé » les mesures, c'est-à-dire que nous recommençons périodiquement la même mesure pour vérifier que le rendement est identique.

La courbe obtenue se trouve à la *figure 19*. En abscisses se trouvent les angles dans le système du centre de masse ; en ordonnées le nombre de particules α par stéradian. Les barres d'erreurs portées correspondent à l'erreur statistique due au comptage. On constate que pour les angles de 90° à 165° , la précision est meilleure que pour les angles inférieurs. Ceci est dû au fait que vers l'arrière nous utilisons la cible épaisse qui nous donne beaucoup plus de coups dans le même temps. Nous avons bien sûr tenu compte de la correction de l'angle solide d'observation dans le système du centre de masse.

La forme de cette distribution est complexe. Notons les points remarquables : pas de symétrie par rapport à 90° ; une forte contribution vers l'avant ; un minimum accusé vers 60° ; une remontée puis un palier entre 90° et 130° , enfin une remontée vers l'arrière.

Cette courbe ressemble beaucoup à la distribution trouvée par HOLMGREN (1957) pour une énergie des ions He^3 de 2 MeV (*fig. 22*).

b) COURBES D'EXCITATION

Il nous a paru intéressant de mesurer la variation de la section efficace en fonction de l'énergie. Toujours à cause du faible rendement et du peu de gaz hélium³ dont nous disposions, nous avons dû nous contenter de poursuivre cette étude pour un seul angle.

Nous avons choisi l'angle de 165° où le rendement est maximum avec la cible de $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Pour différentes énergies des ions He^3 et pour le même nombre de microcoulombs, nous avons compté chaque fois le nombre de particules α émises à 165° .

Les résultats sont rassemblés sur la *figure 20*. En abscisse se trouvent les énergies communiquées aux ions He^3 ; en ordonnée le nombre d' α par stéradian. On voit que le seuil se situe aux environs de 1.100 KeV et que la montée de cette courbe d'excitation marque un point d'inflexion.

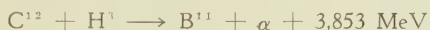
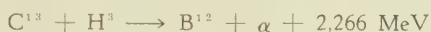
Les barres d'erreurs sont celles dues aux fluctuations statistiques de comptage.

III. — DISCUSSION DE CES RÉSULTATS

a) CONTAMINATIONS POSSIBLES

Passons en revue les contaminations qui peuvent se trouver soit dans le gaz ionisé, soit dans la cible, pour voir si une éventuelle réaction étrangère aurait pu apporter une contribution que nous aurions confondue avec les particules α_0 .

Les ions accélérés sont triés, comme nous l'avons vu, par le déflecteur magnétique. Seuls des ions une fois chargés et constitués par trois nucléons peuvent atteindre la cible. Il n'y a que des ions He^3 et des tritons qui remplissent ces conditions. Une très faible quantité de tritium, inférieure à une partie par million, se trouvait mélangée au gaz Hélium 3 fourni par les Américains. Les réactions induites par tritons et produisant des α seraient :



Heureusement les α de ces réactions ont une énergie faible devant les 15,62 MeV de la réaction qui nous intéresse et grâce à la discrimination de la chaîne de mesure nous ne pouvions compter ces α .

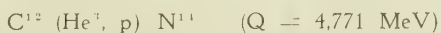
Quant aux particules plus légères, provenant de réactions $\text{T} - \text{p}$ ou $\text{T} - \text{d}$, nous savons que le cristal utilisé est trop mince pour que des protons énergiques perdent toute leur énergie à l'intérieur. S'ils n'ont que quelques MeV (et c'est le cas pour les réactions produites par des tritons sur le C^{13} et le C^{12}), ils donneront des impulsions trop faibles pour qu'on puisse les confondre avec celles de particules de 15 MeV. S'ils sont plus énergiques, ils ne perdront qu'une faible partie de leur énergie dans le cristal et les impulsions résultantes seront encore plus petites.

Passons aux réactions induites par les ions He^3 sur les autres noyaux qui peuvent se trouver dans la cible. Éliminons tout de suite le support. Le cuivre ou l'or opposent une barrière coulombienne bien trop forte pour que des ions He^3 de moins de 2 MeV puissent interagir avec le noyau.

Les réactions qui peuvent se produire avec le C^{12} ont été étudiées déjà (BROMLEY, 1957). Celle qui produit des α



a heureusement un Q très faible. Les protons de la réaction



aussi bien que de la réaction



ne peuvent être confondus avec des α comme nous venons de l'expliquer.

Quant au rayonnement cosmique, devant la faible épaisseur du cristal, il ne peut produire d'impulsion aussi importante. Il n'existe pas non plus dans la radioactivité naturelle de rayon α de 15 MeV.

Des mesures de bruit de fond, poursuivies pendant quatre heures, ont abouti à un comptage nul, confirment bien que seuls des α de 15 MeV peuvent être comptés par le sélecteur, dans les canaux appropriés.

b) LES BARRES D'ERREURS

Nous savons que la précision en énergie du Van de Graaff est de ± 1 pour 1.000, donc les fluctuations sont négligeables avec une variation de la section efficace aussi lente.

Pour la connaissance de l'angle d'observation, l'erreur limite supérieure de l'énergie est de $1/2$ degré. Donc, l'erreur statistique de comptage due à la faiblesse du rendement est de loin prédominante et c'est elle que nous faisons figurer sur nos *courbes 30 et 31*.

Nous tenons à préciser que nous ne donnons les mesures absolues de section efficace différentielle qu'avec réserve. C'est là un problème très délicat qui ne nous importait pas directement. Il faudrait connaître avec précision le nombre d'atomes de C^{12} présents dans la cible. Or, c'est là quelque chose de très difficile à mesurer. Notre calcul qui tient compte de l'épaisseur de la cible, de la proportion de C^{13} donnée par le fabricant, du nombre de protons incidents et de l'angle solide ne peut fournir qu'un ordre de grandeur. HOLMGREN donne des valeurs environ deux fois plus grandes que les nôtres, ce qui entre dans notre domaine d'incertitude à notre point de vue.

CHAPITRE V

CONSIDERATIONS THEORIQUES

La distribution angulaire de la réaction $C^{13} (He^3, \alpha) C^{12}$, telle que nous l'avons mesurée pour une énergie des ions He^3 égale à 1,8 MeV, a une forme dont l'interprétation est délicate. Nous voulons dans ce chapitre montrer comment on peut aborder le problème théorique que pose l'explication de ces résultats. Nous développerons les différentes voies possibles que des théoriciens ont déjà abordées et nous confronterons les calculs avec l'expérience.

I. — INTERPRÉTATION PAR LE MODÈLE DU NOYAU COMPOSÉ

On peut imaginer au cours de l'interaction $C^{13} (He^3, \alpha) C^{12}$, une étape intermédiaire où se forme un noyau composé O^{16} qui se désintègre ultérieurement en donnant un noyau C^{12} et une particule alpha. Les résultats des mesures permettent d'écarter rapidement ce modèle. En effet, nous avons déjà remarqué que l'allure de la distribution angulaire à 1,8 MeV est très semblable à celle que HOLMGREN (1957) a trouvée à 2 MeV. La distribution angulaire varie peu avec l'énergie, ce qui n'est guère compatible avec un modèle de noyau composé.

Si beaucoup de niveaux excités de l'oxygène 16 contribuent à la réaction, la distribution ne pourrait pas être aussi compliquée que celle que nous avons trouvée, car chacun de ces niveaux présenterait un rendement particulier en fonction de l'angle. Tous ces effets se détruiraient en moyenne et la distribution ne serait pas aussi anisotrope.

Si seulement quelques niveaux excités interviennent, d'une part, la courbe d'excitation montrerait des résonances et, d'autre part, lors-

que l'énergie augmente, les niveaux qui apportent leurs contributions ne seraient plus les mêmes et la forme de la distribution devrait varier rapidement avec l'énergie. Or, ce n'est pas le cas.

De plus, nous savons que nous nous trouvons dans une région d'excitation élevée, plus de 22 MeV, du noyau composé O^{16} (fig. 1), c'est-à-dire à un endroit où les niveaux sont très serrés.

Il faut donc renoncer à cette tentative d'explication.

II. — INTERPRÉTATION PAR UN PUR PHÉNOMÈNE DE PICK-UP

Nous avons déjà indiqué au chapitre I, le point de départ de cette théorie : une particule He^3 passe à une certaine distance du noyau C^{13} . A ce moment, un neutron faiblement lié du C^{13} a pénétré assez loin à travers la barrière de potentiel pour interagir avec la particule He^3 et être « cueillie » par elle pour former une particule α .

Voyons comment on peut aborder les calculs, comme l'a fait par exemple HOLMGREN (1957), en extrapolant au cas d'une réaction (He^3, α) les résultats trouvés par NEWNS (1952) pour les réactions (d, t).

Il y a deux méthodes pour traiter ce problème : l'une consiste à utiliser la théorie des perturbations et l'approximation de Born ; l'autre est celle que BUTLER a utilisée notamment pour sa théorie des réactions (d, p) (BUTLER, 1951). Les résultats obtenus par ces deux voies sont identiques. Le traitement du calcul est analogue pour l'étude du « pick-up » et du « stripping ».

La formule finale donnant la section efficace différentielle est :

$$\sigma(\theta) = |G(p)|^2 \sum_l A_l |M_l(k)|^2$$

où k et p sont des paramètres qui contiennent l'angle de diffusion.

Le facteur $G(p)$ dépend des fonctions d'ondes internes des particules. On peut utiliser une fonction d'onde gaussienne et c'est ce qu'a fait HOLMGREN.

Le facteur $M_l(k)$ qui s'exprime au moyen des fonctions de Bessel, fait intervenir les énergies cinétiques des particules, le Q de la réaction, les masses réduites et les rayons nucléaires.

Dans A_l figurent tous les termes qui ne dépendent pas de l'angle.

l est le moment angulaire avec lequel le neutron est cueilli lorsqu'il quitte le noyau. La règle de sélection implique que :

$$J_f = J_i + l + J_n$$

J_i et J_f sont les spins du C^{13} et du C^{12} dans l'état considéré. J_n est le spin du neutron.

Nous avons ici :

— pour le fondamental du C^{13}	$J_i = 1/2$
— pour celui du C^{12}	$J_f = 0$
— pour le neutron	$J_n = 1/2$

Donc :

$$1/2 = 0 + 1 + 1/2$$

$$| 1/2 - 1/2 | \leq l \leq | 1/2 + 1/2 |$$

De plus, l sera pair ou impair suivant que les parités du noyau final (C^{13}) et initial (C^{12}) seront les mêmes ou différentes. Comme ici les signes sont opposés, l doit être impair. La seule valeur possible pour l est donc :

$$l = 1$$

La somme $\sum_l$ figurant dans l'expression $\sigma(\theta)$ se réduit donc à un seul terme.

Quels sont les résultats numériques donnés par ces calculs ? HOLMGREN (1957) avait prévenu qu'il s'agissait d'une interprétation particulièrement « naïve ». Nous reproduisons (*fig. 21*) la courbe représentative de la distribution à 4,5 MeV. Ces auteurs n'ont poussé leur calcul numérique que pour cette énergie, car ils estimaient que la perturbation coulombienne serait moins forte qu'à 2 MeV. La courbe en trait gras représente la distribution observée à 4,5 MeV. Notons comme différences principales avec les résultats obtenus à 1,8 MeV, la remontée plus accusée vers 110° et le minimum à 150° qui n'existait pas. Par contre, il y a toujours une forte contribution aux petits angles, un minimum vers 60° et une remontée vers l'arrière.

La courbe en trait fin représente les résultats des calculs. L'accord est loin d'être parfait. Les deux défauts principaux sont une mauvaise concordance dans la position des maxima et des minima et la faiblesse du rendement vers l'arrière. On peut déplacer les maxima en faisant varier le paramètre correspondant au rayon d'interaction, mais alors le rendement vers l'arrière décroît et il est déjà trop faible.

Les corrections dues aux interactions coulombiennes peuvent également déplacer les pics et augmenter la production vers l'arrière, mais pas dans de telles proportions.

En conclusion, on peut dire avec HOLMGREN que les arguments en faveur d'une interaction directe ont plus de poids que ceux du

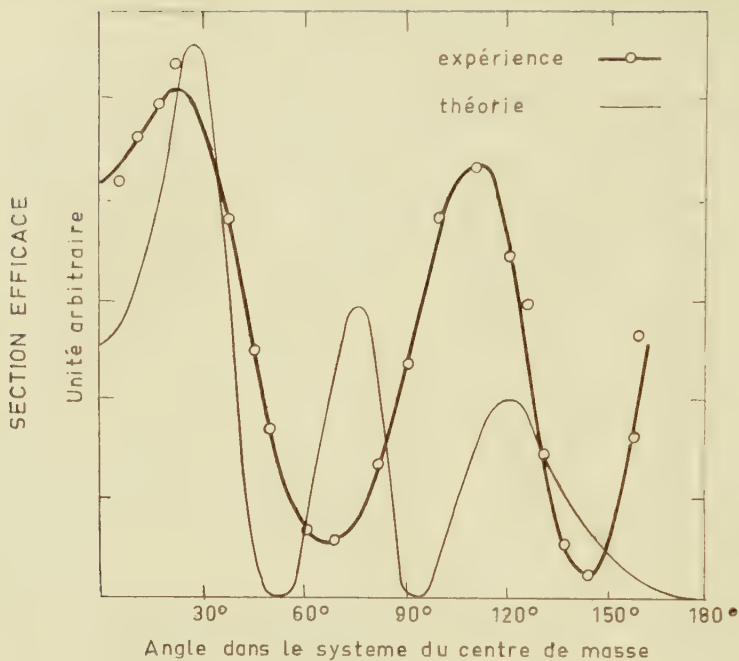


FIGURE 21

Distribution angulaire des α_0 à 4,5 MeV
 Comparaison entre résultats expérimentaux et calculs
 reposant sur une simple hypothèse de « pick-up » (HOLMGREN, 1957)

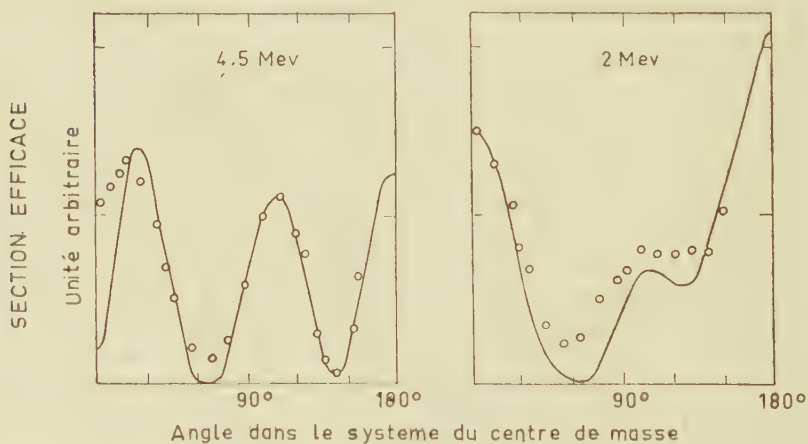


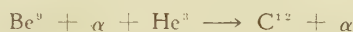
FIGURE 22

Comparaison entre résultats expérimentaux (HOLMGREN, 1957)
 et calculs reposant sur un mélange de « pick-up »
 et de « stripping de particule lourde » (OWEN, 1959)

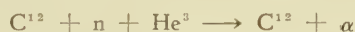
modèle du noyau composé. Mais une théorie plus évoluée est nécessaire si l'on veut rendre compte avec précision des résultats expérimentaux.

III. — INTERPRÉTATION FAISANT INTERVENIR LE PICK-UP ET LE STRIPPING DE PARTICULE LOURDE

On peut imaginer différents processus pour expliquer théoriquement la réaction $C^{13} (He^3, \alpha) C^{12}$. L'un d'entre eux consiste à considérer le « stripping » d'une particule α hors du noyau C^{13} , alors que la particule He^3 est complètement absorbée. En effet, la réaction peut se produire en utilisant la voie :



où l'on considère le noyau C^{13} comme constitué par un cœur (le noyau Be^9) plus une particule α . Dans le cas du paragraphe précédent, la voie utilisée, celle du « pick-up », était :



Des auteurs (OWEN, 1959) ont récemment abordé des calculs de ce genre en partant de l'hypothèse que la réaction procède par ces deux voies.

Chaque voie a une certaine amplitude de probabilité donnée par :

$$\begin{aligned} &< f^{(2)} | V_{n\alpha} | i^{(1)} > \\ &< f^{(4)} | V_{\alpha Be} | i^{(3)} > \end{aligned}$$

$V_{n\alpha}$ représente l'hamiltonien d'interaction entre le neutron et le cœur C^{12} , et $V_{\alpha Be}$ celui qui existe entre particule α et cœur Be^9 . Les fonctions i et f sont les fonctions caractérisant l'état initial et l'état final pour chacune des voies.

L'amplitude totale de probabilité sera la somme des deux amplitudes précédentes, et en utilisant la relation entre la section efficace différentielle et la probabilité de transition, on obtient :

$$\sigma(\theta) = C \sum | < f^{(2)} | V_{n\alpha} | i^{(1)} > + < f^{(4)} | V_{\alpha Be} | i^{(3)} > |^2$$

Le rapport des amplitudes des probabilités des deux processus intervient comme paramètre et on peut le choisir de manière à rendre compte au mieux des distributions observées.

On voit sur la formule donnant $\sigma(\theta)$, que les deux amplitudes de probabilité ne s'additionnent pas d'une façon incohérente. Il s'in-

troduit des termes d'interférence et le calcul révèle que leurs contributions sont particulièrement importantes.

Nous nous contenterons de montrer les résultats obtenus sur le graphique de la *figure 22* où se trouvent les courbes théoriques à 2 et 4.5 MeV, comparées avec les points expérimentaux de HOLMGREN.

L'accord n'est pas mauvais si l'on songe qu'il s'agit là d'un calcul d'approximation au premier ordre. En particulier, surtout pour la courbe à 2 MeV, les effets coulombiens sont certainement importants. On pourrait sans doute améliorer l'accord entre théorie et résultats expérimentaux si l'on tenait compte des perturbations que ces effets introduiraient dans la forme des fonctions d'ondes intervenant dans les calculs.

CONCLUSION

Au début de ce travail, nous posions la question de savoir si les réactions (He^3, α) sont des réactions de « pick-up », c'est-à-dire si la particule He^3 « recueille » un neutron au passage près d'un noyau sans interagir avec celui-ci.

Nous avons pu mesurer expérimentalement la distribution angulaire des α_0 de la réaction $\text{C}^{13}(\text{He}^3, \alpha)\text{C}^{12}$, pour une énergie des particules He^3 de 1,8 MeV, ainsi que la variation de la section efficace entre 1 et 2 MeV. La forme de la distribution angulaire n'est pas symétrique par rapport à 90° ; elle présente de plus une forte remontée vers l'arrière, peu compatible avec une hypothèse de « pick-up ». La section efficace augmente avec l'énergie mais ne présente pas de résonance.

Ceci nous a permis d'écarter une explication par formation de noyau composé. Des calculs effectués d'après un processus de « pick-up » ont donné ces courbes théoriques qui sont peu compatibles avec les points expérimentaux trouvés.

Par contre, une théorie qui considère la réaction comme un mélange de deux voies possibles : « pick-up » d'un neutron et « stripping » d'une particule α hors du noyau cible avec absorption de la particule He^3 par ce noyau, donne des résultats plus vraisemblables.

L'accord n'est pas parfait, mais on peut cependant apprécier que des hypothèses aussi simples permettent d'approcher ainsi des résultats expérimentaux. La voie est donc ouverte dans ce domaine, tant aux expérimentateurs qu'aux théoriciens.

On pourra, en effet, explorer d'autres réactions analogues où le noyau cible possède un neutron faiblement lié, comme la réaction $\text{O}^{17}(\text{He}^3, \alpha)\text{O}^{16}$, et multiplier les études de distribution angulaire en améliorant la précision des mesures.

La théorie, enfin, peut encore s'améliorer en faisant notamment intervenir des corrections dues aux effets coulombiens.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur LEPRINCE-RINGUET. Il m'a accueilli dans son laboratoire et c'est sous sa haute direction et grâce à son aide et ses encouragements que ce travail a pu être mené à bien.

Que Monsieur THIRION trouve ici l'expression de mes remerciements les plus vifs. Ses conseils, que nous avons sollicités à maintes occasions, nous ont toujours été précieux. C'est lui qui nous a orienté vers les réactions de pick-up et en particulier vers celles dont cette thèse est l'objet.

L'achèvement de ce travail a pu être réalisé grâce à l'aide et au soutien de Monsieur l'Ingénieur en Chef de l'Artillerie Navale BRACHET, qui a pris en main récemment les destinées de l'accélérateur. Je tiens à le remercier vivement de son appui.

Je dois une reconnaissance particulière à Monsieur BARJON. Une collaboration quotidienne de cinq années m'a été très fructueuse. Il a marqué ma formation de physicien et ce travail lui doit beaucoup.

Le fonctionnement d'un accélérateur et la réalisation d'une telle expérience est un travail d'équipe. Je remercie ici tous mes camarades qui n'ont pas ménagé leur peine et ceci dans une ambiance de travail particulièrement cordiale et sympathique.

Monsieur LAMBERT m'a aidé jour après jour dans la préparation et la réalisation de cette expérience. Sa ténacité, son enthousiasme, ses suggestions m'ont été d'un profond secours.

Messieurs THÉODEN et BARRILLIEZ, qui depuis de longues années perfectionnent notre machine, ont assuré le bon déroulement de l'expérience, l'un auprès de l'accélérateur, l'autre pour la partie électronique.

Toutes les pièces mécaniques ont été réalisées par Monsieur VERMILLARD, notamment la boîte à cible, avec le soin et la précision qui lui sont coutumières.

Monsieur LEVIS a participé au montage de nombreux appareils et aux mesures, ainsi que Monsieur BAILLON qui a réalisé les cibles minces et plusieurs calculs numériques, et Monsieur BECOURT aux commandes de l'accélérateur.

Au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, plusieurs personnes se sont intéressées à ce travail.

Que Monsieur COTTON trouve ici l'expression de ma gratitude. Il m'a aidé par ses avis éclairés et permis d'utiliser des appareils du C.E.N., notamment le sélecteur d'amplitude.

Monsieur PRUGNE nous a obligeamment fourni des cibles, le robinet électrique pour l'hélium et la récupération de tritium.

Je veux aussi remercier tous mes autres camarades du laboratoire qui m'ont apporté une aide efficace par de nombreuses discussions amicales.

Enfin, je remercie le C.N.R.S. de l'allocation de recherches qu'il m'a accordée et qui m'a permis d'accomplir ce travail.

REFERENCES

- BARJON. — *Thèse de Doctorat*, Paris, 1958.
- BASHKIN, CARLSON, DOUGLAS, JACOBS. — Response of Cs I (Te) cristal to Energetic Particles. *Phys. Rev.*, 109, 434 (1958).
- BROMLEY, ALMQVIST, GOVE, LITHERLAND, PAUL and FERGUSON. — Study of some He^3 . Induced Reactions on C^{12} . *Phys. Rev.*, 105, 957 (1957).
- BUTLER. — Angular distributions from (d, p) and (d, n) nuclear reactions. *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 208, 559 (1951).
- BUTLER and HITTMAR. — Nuclear stripping reactions. (Horwitz and Wiley), 1957.
- CLARKE and PAUL. — The angular distribution and yields of reaction $\text{F}^{19}(\text{p}, \alpha_0) \text{O}^{16}$. *Canadian Journal of Physics*, 35, 155 (1957).
- ELMORE and SAND. — Electronics. McGraw-Hill (1949).
- HOLMGREN, GEER, JOHNSTON and WOLICKI. — Differential cross section for the $\text{C}^{13}(\text{He}^3, \alpha) \text{C}^{12}$ reaction at 2 and 4,5 MeV. *Phys. Rev.*, 106, 100 et 102 (1957).
- HUNT and FIRTH. — Resonant capture of protons by fluorine in the energy range 0,5 to 2,2 MeV. *Phys. Rev.*, 99, 786 (1955).
- MAC KIBBEN. — Nomographie Charts for nuclear reactions. *Phys. Rev.*, 70, 101 (1946).
- MILEIKOWSKY. — A nuclear spectrometer for heavy particles. *Arkiv for Fysik*, Band 7, nr 5, 57.
- NEWNS. — The theory of (d, t) reactions. *Proc. Phys. Soc. (London)*, A 65, 916 (1952).
- OWEN, MADANSKY and STEVE EDWARDS. — Analysis of the reaction $\text{C}^{13}(\text{He}^3, \alpha) \text{C}^{12}$. *Phys. Rev.*, 113, 1575 (1959).
- RICH and MADEY. — Range energy tables. *U.C.R.L.*, 2301, Berkeley (1954).
- WAHL. — Sélecteur à 10 canaux. *Journ. Phys. et Rad.*, suppl. au n° 5, 15, 97 A (1954).

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
Chapitre I. — PERFORMANCES DE L'ACCELÉRATEUR « VAN DE GRAAFF »	6
I. <i>Description de l'installation</i>	6
II. <i>Fidélité et résolution en énergie</i>	7
III. <i>Etalonnage en énergie</i>	10
IV. <i>Adaptation de la machine à l'accélération d'ions He^3</i>	12
Chapitre II. — LE PORTE-CIBLE POUR MESURE DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES ..	13
I. <i>Description de la boîte à cibles</i>	13
II. <i>Etalonnage de la boîte à cibles</i>	17
Chapitre III. — LA DÉTECTION DES PARTICULES CHARGÉES	18
I. <i>Les raisons du choix d'un cristal d'iodure de césium</i>	18
II. <i>Etalonnage et réponse du cristal pour des protons</i>	19
III. <i>Etalonnage et réponse du cristal pour des particules α</i>	32
Chapitre IV. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS DANS L'ÉTUDE DE LA RÉACTION $\text{C}^{13} (\text{He}^3, \alpha) \text{C}^{12}$	33
I. <i>Spectroscopie des particules</i>	33
II. <i>Courbes obtenues</i>	38
III. <i>Discussion de ces résultats</i>	43
Chapitre V. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES	45
I. <i>Interprétation par le modèle du noyau composé</i>	45
II. <i>Interprétation par un pur phénomène de pick-up</i>	46
III. <i>Interprétation faisant intervenir le pick-up et le stripping de parti- cule lourde</i>	49
CONCLUSION	51
RÉFÉRENCES	54

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

**SEPARATION ELECTRO-MAGNETIQUE
DES FAISCEAUX DE PARTICULES
AUPRES DES GRANDS ACCELERATEURS**

Vu et approuvé :

Paris, le 13 janvier 1960

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS

Vu et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean SARRAILH

